PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 2. 15. Januar 1904. Redaktionsschluss für No. 3 am 20. Januar 1904. 5. Jahrgang.

INHALT.

Originalmitteilungen:

J. Elster u. H. Geitel, Notiz über den Anschluss von Rezipienten aus Quarzglas an die Quecksilber-Luftpumpe. S. 33.

E. Hertzsprung, Vergleich einiger spektralphotometrischen Resultate. S. 34.

A. Pflüger, Die Energieverteilung in den Funkenspektren der Metalle. S. 34.

A. Rudolph, Über die Durchlässigkeit von Nebel für Lichtstrahlen von verschiedener Wellenlänge. S. 36.

K. Honda u. S. Shimizu, Über die Magnetisierung und die magnetischen Längenveränderungen ferromagnetischer Metalle und Legierungen bei der Temperatur von flüssiger Luft. S. 40.

H. Meldau, Zur Frage der Kompassaufstellung in eisernen Ruderhäusern. S. 42.

F. Koláček, Über die ponderomotorischen Kräfte, welchen ein homogenes Dielektrikum in einem veränderlichen elektromagnetischen Felde unterworfen ist. S. 45.

F. Harms, Über eine Vorrichtung zur exakten Eichung von Elektrometern für Elektrizitätsmengen und ihre Anwendung auf die absolute Messung äusserst geringer Stromstärken. S. 47.

Hartmann & Braun, A.-G., Stöpselmessbrücke mit vertauschbaren Vergleichswiderständen. S. 50.

J. Stark, Ionisierung durch den Stoss negativer Ionen von glühender Kohle. S. 51.

W. Kaufmann, Versuche über den Glimmstrom bei Atmosphärendruck. S. 57.

F. Dessauer u. B. Wiesner, Versuche über die störenden Wirkungen der S-Strahlen bei der Radiographie. S. 58.

Besprechungen:

Elektrochemische Litteratur. S. 61.

P. Gerdes, Einführung in die Elektrochemie. S. 61.

P. Ferchland, Grundriss der reinen und angewandten Elektrochemie. S. 61.

M. Roloff, Die Theorie der elektrolytischen Dissoziation. S. 62.

W. Borchers, Elektro-Metallurgie. 1. Abt. S. 62.

Jahrbuch der Elektrochemie. S. 62.

Handbuch der Elektrochemie. S. 62.

H. Danneel, Spezielle Elektrochemie. 1. u. 2. Lfrg. S. 62.

W. Jäger, Die Normalelemente. S. 62.

Monographien über angewandte Elektrochemie. I—III u. V. S. 62.

V. Engelhardt, Die Elektrolyse des Wassers. S. 62.

A. Minet, Die Gewinnung des Aluminiums. S. 62.

Le Blanc, Die Darstellung des Chroms und seiner Verbindungen. S. 62.

W. Pfannhauser, Die Herstellung von Metallgegenständen auf elektrolytischem Wege und die Elektrographie. S. 63.

L. Rellstab, Das Fernsprechwesen. S. 63.

G. Bauer, Vorlesungen über Algebra. S. 63.

A. Wernicke, Lehrbuch der Mechanik I, 3. 4. Aufl. S. 63.

Briefkasten:

Zur Frage der optischen Resonanz. S. 64.

Personalien. S. 64.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Notiz über den Anschluss von Rezipienten aus Quarzglas an die Quecksilberluftpumpe.

Von J. Elster und H. Geitel.

Den mannigfachen Vorzügen, welche das durch die Firmen Heräus in Hanau und Dr. Siebert & Kühn in Kassel in den Handel gebrachte Quarzglas im Vergleiche mit den üblichen Glasflüssen besitzt, stehen gewisse Nachteile gegenüber, welche eine allgemeine Verwendung dieses Materials zur Zeit noch ausschliessen. Für den Physiker ist namentlich störend, dass sich Rezipienten aus Quarzglas nur mittels Kittungen an eine Quecksilberluftpumpe anschliessen und dass sich darin keine Elektroden einschmelzen lassen. Iridiumstäbchen haften zwar im Quarz, doch bleiben die Schmelzstellen immer undicht.

Die erste dieser Schwierigkeiten lässt sich, wie wir hier mitteilen möchten, ganz vermeiden, und die zweite wenigstens insoweit, als das Vorhandensein von Quecksilberdämpfen die Versuche nicht störend beeinflusst.

Auf unseren Vorschlag hin ist es nämlich den Herren Dr. Siebert und Kühn gelungen, Schliffstücke mit Quecksilberdichtung herzustellen, die halb aus Quarzglas und halb aus gewöhnlichem Glase bestehen. Es hat sich gezeigt, dass man sowohl ein Quarzrohr in ein Glasrohr, als auch umgekehrt ein Glasrohr in ein Quarzrohr einschleifen kann.

Ein derartiges Schliffstück ist in Fig. 1 dargestellt; giesst man noch in den Becher B einige Tropfen Quecksilber, so wird in bekannter Weise vollkommene Abdichtung erreicht. Man übersieht leicht, dass sich mittels dieser einfachen Vorrichtung jeder Quarzrezipient ohne Verwendung irgendwelcher Kittmasse an eine Quecksilberluftpumpe ansetzen lässt.

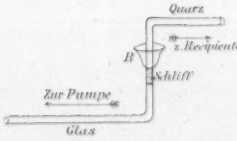


Fig. 1.

Fig. 2.

Die gleiche Anordnung kann auch dazu dienen, Aluminiumelektroden in Vakuumapparate aus Quarzglas einzuführen. Es stellt Fig. 2 eine Geisslersche Röhre aus Quarzglas dar, bei

der dies geschehen ist. Die Einschmelzstellen der Elektroden E_1 und E_2 befinden sich an den Enden der Glasröhrchen r_1 und r_2. Das Röhrchen r_1 trägt einen Glasbecher B_1, in welchen der untere Teil des Quarzrohres, der obere den Quarzbecher B_2, in welchen das Glasröhrchen r_2 eingeschliffen ist. Übergiesst man noch das Quecksilber in B_1 und B_2, um ein Verschütten desselben bei beliebiger Handhabung des Rohres vorzubeugen, mit etwas Kolophoniumkitt, so lässt sich die Verbindung mit der Pumpe dauernd lösen. Dies gelingt unter Anwendung eines Leuchtgassauerstoffgebläses leicht, wenn das Ansatzröhrchen a dünnwandig gewählt und mit einer Einschnürung s versehen wurde. Natürlich kann die Abschmelzstelle, um die Trennung von der Pumpe zu erleichtern, auch an einem rechtwinklig zu r_2 angeschmolzenen Glasrohre angebracht werden.

Wolfenbüttel, November 1903.

(Eingegangen 27. November 1903.)

Vergleich einiger spektralphotometrischen Resultate.

Von Ejnar Hertzsprung.

I	II	III	IV	V	VI
0,43	0,753	2,541	1,251	1,283	1,295
0,45	1,013	2,627	1,077	—	1,133
0,47	1,247	2,692	0,998	0,937	0,944
0,49	1,458	2,739	0,744	0,745	0,738
0,51	1,650	2,769	0,582	0,560	0,560
0,53	1,823	2,781	0,421	0,404	0,412
0,55	1,981	2,788	0,270	0,271	0,271
0,57	2,125	2,792	0,130	0,127	0,129
0,59	2,257	2,794	0	0	0
0,61	2,378	2,790	—0,125	—0,104	—0,096
0,63	2,488	2,788	—0,237	—0,219	—0,208
0,65	2,590	2,780	—0,347	—0,318	—0,316
0,67	2,684	2,771	—0,450	—0,447	—0,411
0,69	2,770	2,754	—0,553	—0,514	—0,518

Die einzelnen Säulen der Tabelle geben an:

I Wellenlänge des Lichtes in μ.

II Logarithmen + eine willkürliche Konstante der Energie-Intensitäten in dem Gitterspektrum der Hefnerkerze, berechnet unter der Voraussetzung, dass, innerhalb der betrachteten Wellenlängen, das allgemeine Strahlungsgesetz gültig ist. Die Formel lautet: $\frac{1}{\varepsilon} = C\lambda^5 \left(e^{\frac{14,6}{\lambda\tau}} - 1 \right)$, wo ε die Energie-Intensität des Gitterspektrums, λ die Wellenlänge in Centimetern, τ die absolute Temperatur, hier zu 1825° gesetzt[1]), und C eine Konstante ist.

III Logarithmen interpoliert zwischen den von S. P. Langley[2]) angegebenen Energie-Intensitäten im Gitterspektrum der Sonne für „hohen" Sonnenstand, womit die Sonnenhöhe verstanden ist, für welche die Sonne durch 9,33 : 7,6 senkrechte Atmosphären scheint, oder 54½°.

IV = III — III 0,59 — (II — II 0,59).

V u. VI Logarithmen zu den von Else Köttgen[1]) in zwei Versuchsreihen gefundenen Werten von dem Verhältnisse zwischen den Helligkeiten des Sonnen- und Hefnerlichtspektrums, indem dieses Verhältnis für die Wellenlänge 0,59 μ gleich 1 gesetzt worden ist.

Es wird nur angegeben, dass die Messungen in der ersten Hälfte von August 1893 in Berlin vorgenommen sind, was einer Mittagshöhe der Sonne von 51—56° entspricht.

Besonders die Übereinstimmung von IV mit V ist eine gute zu nennen, indem das Vorzeichen der Differenzen ohne weitere Regelmässigkeit schwankt.

Hiermit soll nur, ohne alle Kommentare, an den Vergleich dieser nach so verschiedenen Methoden erhaltenen Werte erinnert werden.

1) Vergl. G. W. Stewart, diese Zeitschr. **4**, 1—3, 1902.
2) Wied. Ann. **19**, 238, 1883.

1) Wied. Ann. **53**, 809, 1894.

(Eingegangen 5. Dezember 1903.)

Die Energieverteilung in den Funkenspektren der Metalle.

Von A. Pflüger.

Mit Hilfe der in dieser Zeitschrift **4**, 861, 1903 beschriebenen Thermosäulenanordnung wurde die Energieverteilung in den Spektren verschiedener Metalle von 186 $\mu\mu$ bis 1500 $\mu\mu$ untersucht. Das Flussspatprisma und die Flussspatlinsen des Spektrometers wurden mir von der Firma Carl Zeiss in Jena freundlichst zur Benutzung überlassen. Vor der, in der Brennebene des Fernrohrobjektivs angebrachten Thermosäule befand sich ein Spalt von 0,6 mm Breite. Er blendet aus dem Spektrum Streifen aus, die von ca. 10 Angström-Einheiten Breite bei 190 $\mu\mu$ bis auf ca. 2000 A.-E. im Ultrarot, entsprechend der abnehmenden Dispersion des Flusspates, anwachsen.

Die Funkenstrecke, erzeugt durch ein mittleres Induktorium mit Deprez-Unterbrecher und parallel geschalteter Leydener Flasche, befand sich dicht vor dem Kollimatorspalt, von gleichfalls 0,6 mm Breite. Das Fernrohr wird, von der Wellenlänge 180 $\mu\mu$ (der Durchsichtigkeitsgrenze der Luft) beginnend, in kleinen Schritten von 1 bis 5 Bogenminuten durch das gesamte Spektrum hindurchbewegt, und der zu jeder Einstellung gehörige Galvanometerausschlag gemessen. Dieser ist ein Mass für die Energie eines Spektralbezirkes, dessen Breite und

Schwerpunkt aus den obigen Angaben ersichtlich ist. Bei solchen Metallen, die entweder nur sehr wenige Linien aufweisen, oder bei denen einzelne Linien oder enge Liniengruppen besonders kräftig entwickelt sind, wurde durch schrittweises Hindurchbewegen durch den Ort der Linie diejenige Fernrohreinstellung gefunden, für die der Ausschlag ein Maximum war.

Man erhält so ein ungefähres Bild sowohl von der Verteilung der Energie in linienreichen Spektren, als auch von den Intensitätsverhältnissen der einzeln gemessenen, besonders starken Linien. Dies Bild würde vollkommen sein, wenn wir die Spalte so schmal wählen würden, dass die einzelnen Linien getrennt, jede für sich nacheinander auf die Thermosäule fielen, oder wenn wir wenigstens die Spaltbreite der abnehmenden Dispersion des Flussspates proportional abnehmen liessen. Indessen sind erstlich die feineren Linien nicht energiereich genug, um merkliche Ausschläge zu veranlassen, andererseits genügt diese Methode völlig, sowohl zur vorläufigen Orientierung, wie zur Auffindung der leitenden Gesetze.

Es zeigt sich nämlich, dass alle Metalle ein steiles Maximum der Energie im äussersten Ultraviolett, die Mehrzahl unterhalb 260 $\mu\mu$, besitzen. In seinem Bereiche sind die Ausschläge bis 10 mal so gross wie im ganzen übrigen Spektrum. Auf gleiche Dispersion reduziert, würde dies Verhältnis noch bedeutend anwachsen. Selbstverständlich zeigen die verschiedenen Metalle sowohl hinsichtlich des Verlaufes, wie der Lage und Breite des Maximums grosse individuelle Verschiedenheiten.

Von einer „Breite" des Maximums kann man natürlich nur sprechen bei sehr linienreichen Spektren. Aber auch bei denjenigen Metallen, die nur wenige und sehr starke Linien aufweisen, sind die Linien unterhalb etwa 260 $\mu\mu$ unvergleichlich viel stärker, als die höher liegenden. Eine Ausnahme macht nur das Magnesium. Dessen Linientriplet bei 280 $\mu\mu$ ist nicht allein das stärkste seines Spektrums, sondern das stärkste aller von mir gemessenen Linien. Es erzeugt schon bei mässiger Empfindlichkeit der Anordnung einen Ausschlag von 500 Skalenteilen.

Ferner lässt sich wegen der bei 180 $\mu\mu$ beginnenden, starken Absorption der Luft die untere Grenze dieses Maximums nicht immer feststellen. Vom Aluminium ist z. B. die Liniengruppe 186 $\mu\mu$, vom Zinn die bisher nur von Schumann nachgewiesene Gruppe bei etwa 190 $\mu\mu$ die weitaus stärkste des ganzen Spektrums. Beim Aluminium liegen aber nach Schumann noch unterhalb 180 einige sehr kräftige Linien. Andererseits giebt z. B. Nickel zwischen 220 und 235 $\mu\mu$ Ausschläge von mehreren Hundert, darunter und darüber aber nur von sehr viel weniger Skalenteilen. Hier ist also die Lage des Maximums gut bestimmt.

Ein zweites, aber sehr viel schwächeres Maximum zeigen sämtliche Metalle an nahezu derselben Stelle im Ultrarot, nämlich zwischen ca. 700 und 1000 $\mu\mu$.

Dies Maximum könnte durch die hier sehr geringe Dispersion des Flussspates verursacht sein; doch scheint mir der Umstand dagegen zu sprechen, dass erstens die Ausschläge an seinen Grenzen plötzlich anwachsen, und dass es zweitens ein gutes Stück vor der Stelle geringster Dispersion vollständig verschwunden ist. Genaueres wird sich indessen erst sagen lassen, wenn die Spektra in dieser Region photographiert sind. Das Maximum ist sehr klein im Vergleich zu dem im Ultraviolett. Bei gleicher Dispersion würde man hier nur Spuren von Ausschlägen wahrnehmen können.

Bei der Beurteilung dieser ganzen Untersuchung müssen wir schliesslich bedenken, dass die Energieverteilung zweifellos von den besonderen Bedingungen des Versuchs (Kapazität, Selbstinduktion, Funkenlänge im Entladungskreise, Konstruktion des Induktoriums) abhängig ist. Die Feststellung des Einflusses dieser Faktoren ist Aufgabe der Spezialuntersuchung. Nur so viel glaube ich bereits aus einigen orientierenden Versuchen schliessen zu können, dass das Maximum sich nicht erheblich verschiebt, wenn man die Bedingungen ändert. Dass der absolute Betrag der Energie sich mit ihnen erheblich ändert, ist ja anzunehmen, und leicht nachzuweisen. Mit grossen Induktorien und rotierendem Unterbrecher wird man vermutlich sehr viel grössere Ausschläge erzielen, und dann auch an die Feststellung der Energie der feineren Linien denken können.

Über die relative Grösse des ultravioletten Maximums geben folgende Versuche einigen Aufschluss. Auf dem Tischchen des Spektrometers wurde statt des Flussspatprismas ein auf Flussspat geteiltes Rowlandsches Gitter, das Herr Dr. Hauswaldt-Magdeburg mir freundlichst zur Verfügung stellte, befestigt. Die Dispersion des Gitters beträgt in der ersten Ordnung ca. 290 A.-E. pro Grad. Es ist also dem Prisma, mit Ausnahme des äussersten Ultraviolett, gewaltig überlegen, aber natürlich sehr lichtschwach im Vergleich zu diesem. Mit diesem Gitter erhielt man im Bereich des jeweiligen Maximums bei allen Metallen kräftige, wenngleich geringere Ausschläge, als mit dem

Prisma, im ganzen anderen Spektrum aber, selbst im Bereiche des vermuteten ultraroten Maximums nur Spuren von Ablenkungen. Wenn auch die Energieverteilung durch ein Gitter erheblich verzerrt wird (nach den Untersuchungen von Paschen), so wird man dies Resultat doch immerhin als ein qualitatives gelten lassen.

Ein zweiter Versuch ist der folgende. Die Thermosäule wurde in ein Vakuumgefäss mit Flussspatfenster eingekittet, um sie, nach dem Vorgange von Lebedew, empfindlicher und zugleich stabiler zu machen. Dann stellte man sie dem Funken, mit den nötigen Vorsichtsmassregeln gegen äussere Einflüsse, in etwa 20 cm Entfernung gegenüber. Die Ausschläge wurden nun gemessen, wenn nacheinander ein rotes Glas (undurchsichtig unterhalb 580 $\mu\mu$), eine Spiegelglasplatte (undurchsichtig unterhalb ca. 330 $\mu\mu$), ein Ultraviolettglas von Schott (undurchsichtig unterhalb ca. 280 $\mu\mu$), eine Quarzplatte (Absorption beginnt kräftig, aber nicht steil abfallend bei etwa 195 $\mu\mu$), endlich überhaupt kein Schirm zwischen Thermosäule und Funken geschaltet wurde. Die Ausschläge zeigten bei allen Metallen gleichfalls die grosse Überlegenheit der äussersten ultravioletten Strahlung.

Diese Anordnung soll auch, mit leicht ersichtlicher Abänderung, dazu dienen, die Strahlung unterhalb 180 $\mu\mu$ nachzuweisen, nachdem Versuche mit Wasserstofffüllungen des Spektrometers fehlgeschlagen sind. Der Wasserstoff erwies sich in dem, allerdings primitiv zusammengekitteten Apparaten, als noch undurchlässiger wie Luft.

Wollte man annehmen, dass die Strahlung des Funkens eine reine Temperaturstrahlung sei — was mir unwahrscheinlich erscheint —, so läge es nahe, das ultraviolette Maximum als vom Dampfe, das ultrarote als von den glühenden Metallpartikelchen herrührend anzunehmen. Die Temperatur des Dampfes müsste dann ausserordentlich hoch sein.

Genauere Mitteilungen mit samt dem Zahlenmaterial werden demnächst folgen.

Bonn, physikalisches Institut der Universität, Dezember 1903.

(Eingegangen 2. Januar 1904.)

Über die Durchlässigkeit von Nebel für Lichtstrahlen von verschiedener Wellenlänge.

Von A. Rudolph.

Solange die Petroleumlampe fast ausschliesslich als Lichtquelle für die Leuchtfeuer diente, war es üblich und auch ausreichend, das von zwei zu vergleichenden Lichtquellen ausgehende Licht unzerlegt zu messen und das Verhältnis der dabei gewonnenen Werte als Massstab für den Nutzwert dieser Lichtquellen zu betrachten.

Dieses nur bei gleichem Urfarbengehalt zweier Lichtquellen zutreffende Verfahren muss bei starker Verschiedenheit des Urfarbengehaltes zu Trugschlüssen führen. Auf dem Wege vom Feuer bis zum Auge des entfernten Beobachters werden gewisse urfarbige Strahlen — nach den bisherigen Annahmen die violetten und blauen, vielleicht auch die dunkelgrünen und dunkelroten — durch die Atmosphäre mehr oder weniger verzehrt.

Der Befeuerungswert einer Lichtquelle hängt mithin von dem Gehalt an den nicht verzehrten urfarbigen Lichtstrahlen ab und zwar von dem spezifischen Gehalt (Gehalt der Flächeneinheit der Lichtquelle), weil diese durch das optische Mittel (Spiegel, Fresnellinse und dergleichen) beobachtet wird.

Seitdem in neuerer Zeit ausser dem Petroleumlicht die verschiedensten anderen Lichtquellen — Acetylen- und Fettgaslicht, Gas-, Petroleum- und Spiritusglühlicht, elektrisches Bogen- und Glühlicht u. s. w. — in der Leuchtfeuertechnik Verwendung finden, handelt es sich demnach in erster Linie um den Vergleich der Stärken zweier Lichtquellen im Lichte je einer und derselben Urfarbe, d. h. im Lichte von bestimmter Wellenlänge.

Bei der Verwendung des künstlichen Lichtes im bürgerlichen Leben kommt der Umstand, dass die einzelnen urfarbigen Lichtstrahlen nicht gleichmässig von der Atmosphäre verzehrt werden, nicht in Betracht, weil der Wirkungsbereich klein und die von den Lichtstrahlen zu durchdringende Luftschicht nur dünn ist. Die Leuchtfeuer sind im Gegensatz dazu für grosse Tragweiten bestimmt. Es besteht deshalb ein Unterschied zwischen dem Werte einer Lichtquelle für das bürgerliche Leben (bürgerliche Lichtstärke) und für Leuchtfeuerzwecke (Leuchtfeuer-Lichtstärke). Der bürgerliche Leuchtwert zweier Lichtquellen kann, abgesehen von persönlichen oder physiologischen Einflüssen, gleich sein, obwohl ihr Urfarbengehalt sehr verschieden ist. Sie können als gleichwertig angesehen werden, wenn sie die Gegenstände, abgesehen von der Farbe, gleich gut sichtbar machen, z. B. wenn man dieselbe Schrift gleich gut lesen kann. In diesem Sinne können z. B. Petroleumlicht, elektrisches Glühlicht und Gasglühlicht trotz ihrer ganz verschiedenen Färbung gleichwertig sein. Für Leuchtfeuerzwecke haben dagegen nur solche Lichtquellen den gleichen Wert, welche die Atmosphäre in ihren verschiedenen Zuständen gleich gut durchdringen, d. h. gleich stark verzehrt werden. Das ist nur bei Lichtquellen von vollkommen gleichem Urfarbengehalt, streng genommen also nur bei Lichtquellen der-

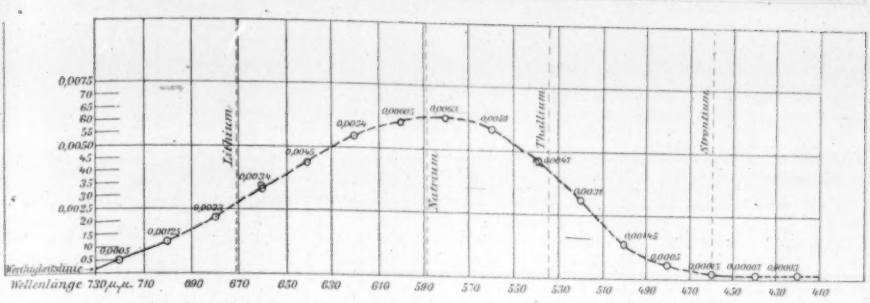


Fig. 1.

selben Art der Fall. Soll der Wert einer Lichtquelle aus der bekannten oder verhältnismässig leicht mittels der gebräuchlichen Photometer zu messenden bürgerlichen und spezifischen Lichtstärke für Leuchtfeuerzwecke ermittelt werden, so ist ein Massstab erforderlich, der es ermöglicht, erstens den Einfluss der Lichtstrahlen von einer bestimmten Wellenlänge auf die Gesamtleuchtstärke der Lichtquelle zu ermitteln und die Lichtstärken der Strahlen von bestimmter Wellenlänge in verschiedenen Lichtquellen unmittelbar zu vergleichen, zweitens die Fernwirkung der Lichtquelle zu berechnen aus dem Prozentsatz, nach dem die einzelnen urfarbigen Strahlen von der Atmosphäre verzehrt werden.

In der Königlichen Versuchsstation für Leuchtfeuer zu Stettin-Bredow sind im Sinne der vorstehenden Bemerkungen Untersuchungen bezüglich einer Reihe von solchen Lichtquellen eingeleitet worden, die in neuerer Zeit in der Leuchtfeuertechnik Bedeutung erlangt haben.

Als Lichteinheit ist bei den Versuchen die Hefnerkerze angenommen worden.

Es handelte sich bei dem ersten Teile der Untersuchungen zunächst darum, den bürgerlichen Leuchtwert verschiedener Lichtquellen festzustellen, diese dann weiter spektralphotometrisch zu messen und zwar die Schaulinien so festzulegen, dass die von ihnen und der Nullinie eingeschlossenen Flächen die bürgerlichen Lichtstärken darstellen. Der Leuchtwert der verschiedenen urfarbigen Lichtstrahlen ist sehr verschieden und wird durch eine Schaulinie (Intensitätskurve, Wertigkeitslinie) dargestellt, welche in der Nähe des Natriumlichtes ihr Maximum hat. Diese Wertigkeitslinie ist zur Berechnung des bürgerlichen Leuchtwertes einer Lichtquelle aus der spektralphotometrisch ermittelten Schaulinie erforderlich.

Die Abbildung 1 zeigt die für die Benutzung bei den weiteren Untersuchungen hier ermittelte Wertigkeitslinie, bezogen auf die Hefnerkerze als Einheit. Mit Hilfe dieser Wertigkeitslinie sind acht Lichtquellen untersucht worden. Die nachstehenden Ergebnisse zeigen nur verhältnismässig geringe Abweichungen zwischen der mittels der Photometer von Bunsen und Weber zu gleicher Zeit unmittelbar gemessenen und der aus der Schaulinie für die spektrale Leuchtkraft ermittelten bürgerlichen Leuchtstärke. Die Wertigkeitslinie ist mithin für praktische Zwecke brauchbar.

Die Unterschiede in Prozenten anzugeben führt zu einem falschen Urteil und ist deshalb hier nicht geschehen. Die Empfindlichkeit des Auges und der zum Messen benutzten Apparate sind begrenzt, so dass die Fehler bei schwachen Lichtquellen in Prozenten ausgedrückt erheblich grösser sein können, als bei starken, obwohl die Messungen in beiden Fällen gleich sorgfältig ausgeführt sind.

Die Ermittelung des Verhältnisses, in welchem die verschiedenen Lichtstrahlen von der Atmosphäre aufgezehrt werden, umfasst den zweiten Teil der Untersuchungen. Diese sind mit künstlichem Nebel in der Dunkelkammer begonnen worden und sollen darnach durch Beobachtungen

	Acetylen-Freibrenner	Acetylen-Glühlicht	Leuchtturmbrenner von Pintsch. (Acetylen)	Nernstlicht	Petroleumlampe	Spiritus-Glühlicht	Elektr. Glühlicht. (Polarlampe)	Elektr. Glühlicht. (15-Voltlampe)
1. Aus den Messungen mit dem Spektralphotometer berechnet: H. K. . . .	24,98	289,44	93,90	23,69	23,94	42,07	70,39	7,73
2. Mit den Photometern gemessen: H. K. . . .	28,40	297,50	90,00	25,30	26,50	45,70	78,00	8,30
3. Unterschied: H. K. . .	+3,42	+8,06	−3,90	+1,61	+2,56	+3,63	+7,61	+0,57

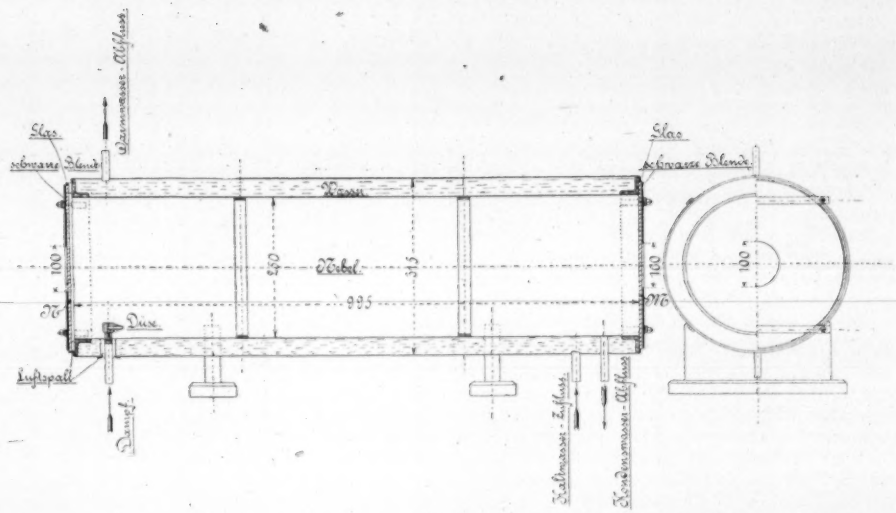


Fig. 2.

im Freien nach Möglichkeit ergänzt und berichtigt werden.

Zur Erzeugung von künstlichem Nebel für diese Messungen wurde eine Vorrichtung hergestellt, welche nach mehrfachen Abänderungen und Verbesserungen die in Abbildung 2 dargestellte brauchbare Form erhalten hat. Der Nebelapparat besteht aus einem Cylinder von 250 mm l. W. und 995 mm Länge. In diesen mit einem Mantel für Wasserkühlung versehenen Cylinder wird ein gleichmässiger Dampfstrahl geblasen. Je nach der Menge des zufliessenden Kühlwassers kann jede gewünschte Abkühlung erreicht und somit auch die Nebeldichte in weiten Grenzen verändert werden. In Abbildung 3 ist die benutzte Versuchsanordnung dargestellt. An die Stelle der Vergleichsflamme ist ein Spiegel gesetzt worden, der das auffallende Licht der Hauptflamme L in den Kollimatorspalt k_1 wirft. Ein Vorzug dieser Anordnung ist die völlige Übereinstimmung der spektralen Zusammensetzung des durch den

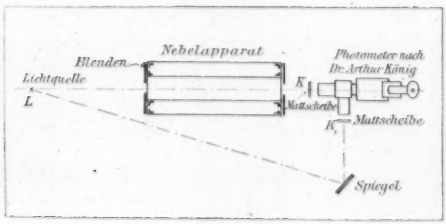


Fig. 3.

Spiegel nach k_1 abgeblendeten Lichtes mit dem der Hauptflamme L. Die Folge hiervon ist, dass die Einstellung des Nicols, solange kein Nebel im Apparat ist, bei allen Wellenlängen die gleiche sein muss.

Mit dem Nebelapparat ist eine grössere Anzahl (31) Messungen ausgeführt worden, denen wohl noch Ungenauigkeiten infolge von geringen Schwankungen der Nebeldichte und von Ablesungsfehlern anhaften, die aber in ihrem Verlauf miteinander hinreichend übereinstimmen.

Die Durchlässigkeit des Nebels in der Natriumlinie ist gleich 1 gesetzt, d. h. für die Lichtstrahlen von 590 $\mu\mu$ ist das Verhältnis der durch den Nebel zu den unmittelbar zum Nicol gelangten Strahlen gleich 1. Darnach ist aus den Versuchen die relative Durchlässigkeit des Nebels für die Lichtstrahlen der verschiedenen Wellenlängen von 490—670 $\mu\mu$ in Abständen von je 20 $\mu\mu$ ermittelt worden.

Die Schaulinien I—IV in Abbildung 4 zeigen die Ergebnisse von 4 solchen Messungen. M ist das Mittel aus diesen 4, N aus allen 31 Messungen.

Als Massstab für die Nebeldichte ist das Verhältnis angenommen worden zwischen den Lichtmengen, die durch den Cylinder einmal ohne und dann mit Nebel gelangen. Die Schaulinien in der Abbildung 4 sind auf die Nebeldichte 50 bezogen worden, d. h. von 50 Kerzen der Lichtquelle gelangt nur eine durch den Nebel. Die Schaulinien sind also relative Durchlässigkeitslinien. Sie stimmen darin überein, dass entgegen den bisher

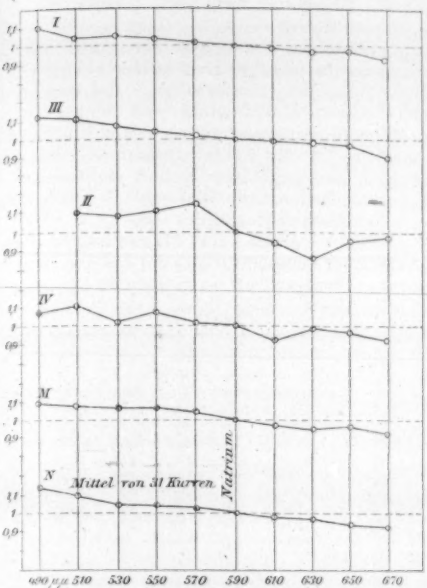


Fig. 4.

fast allgemein gültigen Anschauungen für den grünen und blauen Teil des Spektrums die Durchlässigkeit grösser als 1, jedoch für den roten Teil kleiner als 1 ist, d. h. der Verlauf jeder dieser Linien zeigt deutlich, dass Nebel für blaue Strahlen durchlässiger ist, als für rote.[1])

Die aus allen 31 Messungen erhaltene Schaulinie *N* zeigt eine Gesamtverschiebung der relativen Durchlässigkeitslinie für die Nebelstärke 50 um 22 Proz. im sichtbaren Spektrum, wovon auf den blauen Teil 14 Proz. und auf den roten 8 Proz. entfallen.

Einzelne Schaulinien zeigen erhebliche Schwankungen, z. B. II in Abbildung 4. Das ist indessen nicht ungewöhnlich, da bei sehr geschwächtem Licht gemessen werden muss und die Ablesungen durch mancherlei Zufälligkeiten beeinflusst werden. Die Mittellinien aus je 4 Messungen (*M* Abbildung 4) und die Endlinie aus allen 31 Messungen (*N* Abbildung 4) zeigen augenscheinlich, dass diese Fehler sich mit der Zahl der Messungen mehr und mehr ausgleichen und dass durch dieselben der Wert des Gesamtergebnisses nicht beeinträchtigt wird.

Zur Bestätigung der Richtigkeit der bisherigen Messungen wurde versucht, die ungleichmässige Lichtschwächung durch den Nebel unmittelbar im Spektralphotometer wahrzunehmen. Nachdem das Nicol im roten Spektralfeld (Lithiumlinie) auf gleiche Helligkeit der Vergleichsfelder eingestellt worden war, konnte durch Abheben des Spektralrohres mit der Hand, damit das Überschauen des Spektrums sehr schnell möglich ist und eine merkliche Änderung in der Nebeldichte inzwischen nicht eintreten kann, das ganze durch den Nebel beeinflusste Spektrum beobachtet werden, wobei mit grosser Sicherheit die Thatsache festgestellt werden konnte, dass die blauen Strahlen nicht in dem Masse aufgezehrt werden, wie die gelben und roten.

Mit dem dargestellten Apparate kann man Nebelstärken von 80—150 gut erreichen und vorübergehend noch bis 300. Für längere Messungen haben nur Nebelstärken von 40 bis 50 die erforderliche Gleichmässigkeit.

Die Messungen sind mit künstlichem Nebel angestellt worden und haben das Ergebnis geliefert, dass solcher Nebel für blaue Strahlen durchlässiger ist als für rote. Auf die für Leuchtfeuer wichtigen atmosphärischen Verhältnisse ist das Ergebnis nicht ohne weiteres anwendbar. Trotzdem sind diese Versuche auch dafür nicht ohne Bedeutung. Der Nebelcylinder ist nur rund 1 m lang. Es ist noch kein besonders dichter Nebel im Apparat, wenn die Nebelschicht von 1 m Stärke die Dichte 50 hat, d. h. wenn von 50 Kerzen der Lichtquelle nur noch eine durch den Nebel gelangt, und es lässt sich die Nebeldichte 300 leicht erreichen. Daraus ergiebt sich, dass der Nebel in der Atmosphäre das Licht in so hohem Masse verzehrt, dass man davon Abstand nehmen muss, die Leuchtfeuer so stark zu machen, dass sie auch für Nebel noch eine brauchbare Wirkungsweite haben.

Für Leuchtfeuer kommt als besonders wichtig ein Zustand der Luft in Betracht, den man „diesig“ oder „häsig“ nennt und von dem man mit Sicherheit annehmen kann, dass er umgekehrt wie der Nebel die roten Strahlen besser durchlässt als die blauen. Vielleicht wird es gelingen, durch die Fortsetzung der Versuche den Gegensatz aufzuklären. Diesige Luft verzehrt weniger Lichtstrahlen als Nebel. Wirksame Leuchtfeuer können dafür noch hergestellt werden.[1])

1) Anm. der Redaktion: Die in dieser Zeitschrift mitgeteilten Versuche über „Optische Resonanz“ (4, 208, 258, 338, 339, 404, 426) zeigen, dass dieses Ergebnis kaum allgemeingültig ist, sondern nur der speziellen, im Apparate des Verfassers erzielten Nebeltropfengrösse zukommt. Nach jenen Vorstellungen und Versuchen muss das Absorptionsmaximum je nach der Nebeltropfengrösse an jeder beliebigen Stelle des Spektrums liegen können.

(Eingegangen 11. Dezember 1903.)

Über die Magnetisierung und die magnetischen Längenveränderungen ferromagnetischer Metalle und Legierungen bei der Temperatur von flüssiger Luft.

Von K. Honda und S. Shimizu.

Vor zwei Monaten hat Professor Nagaoka und der eine von uns in einem Bericht der mathematisch-physikalischen Gesellschaft zu Tokyo die Ergebnisse von Versuchen über die Magnetisierung und Magnetostriktion von Nickelstahlen mit verschiedenem Nickelgehalt veröffentlicht. Vorliegende Versuche wurden in der Absicht unternommen, obige Untersuchung auch auf die Temperatur flüssiger Luft auszudehnen.

Der Apparat zum Messen der Längenveränderung war derselbe wie bei der unseren früheren, in dieser Zeitschrift **4**, 500, 1903 beschriebenen Versuchen benutzte. Im vorliegenden Falle wurde die Magnetisierung ausserdem nach der magnetometrischen Methode gemessen, wobei Magnetometer und Kompensationsspule in magnetisch gerade westlicher Richtung von der Magnetisierungsspule aufgestellt war.

Unsere Versuchsstücke bestanden aus 5 ferromagnetischen Ovoiden und aus 12 von Herrn Ch. Ed. Guillaume gütigst überlassenen Proben von Nickelstahl. Dieselben wurden alle in der Form von Ovoiden untersucht (grosse Achse = 20 cm und kleine Achse = 1,0 cm). Die Ergebnisse der Versuche lassen sich folgendermassen zusammenfassen:

a) Die Magnetisierung ferromagnetischer Metalle.

1. Bei schwedischem Eisen, Wolframstahl und Nickel vermindert Abkühlung in flüssiger Luft die Magnetisierung in schwachem Felde, während die Magnetisierung in starkem Felde stärker wird. Bei Eisen und Wolframstahl ist die Veränderung sehr klein und beträgt höchstens 2 bis 3 Proz., während bei Nickelstahl die anfängliche Verminderung verhältnismässig bedeutend ist und annähernd 10 Proz. beträgt. Das Feld, bei dem keine Veränderung stattfindet und die Wirkung der Abkühlung ihr Zeichen ändert, beträgt 115 Gauss bei schwedischem Eisen und Wolframstahl, und 580 Gauss bei Nickel. Fleming und Dewar[1]), die zuerst die Magnetisierung von Eisen und Stahl in flüssiger Luft gemessen haben, beobachteten keine Zunahme der Magnetisierung bei Eisen und Stahl, weil die Felder, mit denen sie arbeiteten, zu schwach waren, um eine derartige Zunahme zu zeigen.

2. Bei Gusskobalt und geglühtem Kobalt vermindert Abkühlung stets die Magnetisierung. Die Wirkung ist verhältnismässig bedeutend und bei Gusskobalt erheblich kleiner als bei geglühtem Kobalt.

3. Dieselben Versuchsstücke wurden nach Abkühlung in flüssiger Luft wieder bei gewöhnlicher Temperatur untersucht. Bei schwedischem Eisen, Wolframstahl und Nickel fallen die Magnetisierungswirkungen vor und nach der Abkühlung für alle Felder zusammen. Bei gegossenem und geglühtem Kobalt stellt sich hingegen eine bedeutende bleibende Veränderung des magnetischen Zustandes ein.

4. Ein Vergleich der Magnetisierung bei gewöhnlicher Temperatur und der bei der Temperatur von flüssiger Luft ist in Tabelle I gegeben.

Tabelle I.

Metall	t	$H=5$	10	50	200	500
Schwed. Eisen	27,5°C	620	1010	1322	1527	1675
	-186° „	620	950	1312	1517	1653
Wolframstahl	30,7°	60	200	1220	1400	1502
	—186°	48	148	1190	1420	1544
Nickel	13,0°	140	223	415	478	482
	—186°	50	166	385	443	478
Gußkobalt	20,0°	60	160	608	919	1057
	—186°	38	116	494	840	1016
Geglüht. Kob.	18,6°	8	18	162	413	605
	—186°	5	10	82	314	505

b) Die Längenveränderung ferromagnetischer Metalle.

5. Bei schwedischem Eisen und Wolframstahl wird durch Abkühlung in flüssiger Luft die Längenausdehnung der Metalle vermindert. Die Veränderung ist sehr klein bei Wolframstahl, jedoch bei schwedischem Eisen verhältmässig bedeutend. Bei Nickel wird die Kontraktion bis zu $H = 670$ Gauss vermindert, aber in stärkeren Feldern erhöht.

6. Bei Gusskobalt wird die Kontraktion bedeutend erhöht, mit Ausnahme von schwachen Feldern, bei denen man eine geringe Abnahme der Kontraktion beobachtet. Bei geglühtem Kobalt ist es umgekehrt; die Kontraktion wird dort stets verringert.

7. Bei Wolframstahl, geglühtem Kobalt und Nickel sind die Längenveränderungen vor und nach der Abkühlung dieselben. Bei schwedischem Eisen wird jedoch die Ausdehnung nach der Abkühlung grösser als vor der Abkühlung. Bei geglühtem Kobalt nimmt die Kontraktion gegen die vor der Abkühlung beobachtete ein wenig ab. In Bezug auf die Längenveränderung verhalten sich also Gusskobalt und geglühter Kobalt ganz verschiedenartig.

8. Der Vergleich zwischen der Längenveränderung bei gewöhnlicher Temperatur und der Temperatur flüssiger Luft ist in Tabelle II enthalten:

Obige Resultate für schwedisches Eisen, Nickel und geglühten Kobalt stimmen mit den von uns an Stäben von diesen Metallen erzielten

1) Proc. Roy. Soc. **60**, 81, 1893.

Tabelle II.

Metall	t	$H=20$	50	150	300	700
Schwed. Eisen	24,5° C.	$+3{,}4\times10^{-6}$	$+3{,}6\times10^{-6}$	$+1{,}7\times10^{-6}$	$-1{,}7\times10^{-6}$	$-6{,}7\times10^{-6}$
	−186°	+3,2	+3,3	+1,3	−2,7	−9,4
Wolframstahl	23,2° C.	+2,4	+4,4	+4,5	+3,8	+2,4
	−186°	+1,5	+4,1	+4,1	+3,4	+1,9
Nickel	19,5°	−13,0	−26,0	−34,9	−37,0	−38,0
	−186°	−10,0	−21,0	−29,0	−32,9	−38,2
Gusskobalt	20,0°	−1,9	−6,5	−9,6	−7,0	−1,2
	−186°	−1,7	−6,0	−11,0	−11,5	−8,8
Geglühter Kobalt	13,5°	−0,1	−0,2	−2,0	−3,0	−7,0
	−186°	−0,1	−0,1	−0,9	−2,6	−8,6

Ergebnissen überein.[1]) Die Veränderung der Längenausdehnung von Wolframstahl in starken Feldern ist mit der in unserem früheren Versuch beobachteten nicht identisch. Da jedoch die Veränderung sehr unbedeutend ist, so lässt sich die Abweichung durch Betrachtung der entmagnetisierten Kraft erklären.

c) Magnetisierung von Nickelstahl.

9. Ebenso wie bei Eisen, Wolframstahl und Nickel ist die Magnetisierung von Legierungen von Nickelstahl mit mehr als 25 Proz. Nickel in schwachem Felde kleiner und nimmt in starkem Felde zu, wenn man eine Abkühlung durch flüssige Luft bewirkt. Bei Legierungen mit weniger Nickel nimmt die Magnetisierung mit der Abkühlung stets zu. Die Magnetisierungsveränderung wird mit Ausnahme von 28,73 Proz. grösser, wenn der Nickelgehalt nach 25 Proz. hin abnimmt. Die Magnetisierung in flüssiger Luft ist bei Nickelstahl zu 25 Proz., der in gewöhnlichem Zustande fast unmagnetisch ist, gleichfalls sehr gering. Bei weiterer Zunahme des Nickelgehalts nimmt die Magnetisierungsveränderung wieder zu. Bei 26,34 Proz. findet die grösste Veränderung statt, und nimmt die Magnetisierungsstärke von 16 nach 1275, d. h. um ungefähr das 80fache, zu.

10. Die Magnetisierung von Nickelstahl mit mehr als 36 Proz. Nickel ist vor und nach der Abkühlung fast dieselbe; sie ist daher umkehrbar. Die Magnetisierungsveränderung bei anderem Nickelstahl ist nicht umkehrbar; bei Abkühlung in flüssiger Luft tritt mit abnehmendem Gehalt immer weniger eine Wiederherstellung des Anfangszustandes ein; bei 24,40 Proz. und 24,04 Proz. ist die Magnetisierung nach der Abkühlung sogar grösser als in flüssiger Luft; die allgemeinen Ergebnisse fallen mit den von Hopkinson und Osmond mit fester Kohlensäure erzielten[2]) zusammen.

11. Tabelle III enthält die Magnetisierungsstärke bei gewöhnlicher Temperatur und in flüssiger Luft:

Tabelle III.

Legierungen	t	$H=5$	15	50	200	500
70,32 Proz.	23° C.	560	768	942	1000	1004
	−186°	500	766	978	1044	1052
50,72 „	24°	500	900	1138	1238	1243
	−186°	480	916	1162	1300	1310
46 „	20°	390	885	1108	1204	1220
	−186°	200	880	1187	1347	1379
36 „	13°	240	698	920	1001	1010
	−186°	80	740	1140	1313	1343
29,42 „	23°	96	132	152	172	194
	−186°	18	166	605	943	1120
29 „	13°	180	258	300	318	330
	−186°	35	190	725	1126	1300
28,72 „	23°	180	240	280	308	320
	−186°	28	162	642	1019	1213
28,32 „	17°	33	48	60	83	111
	−186°	45	211	600	978	1160
26,64 „	23°	0	0,1	0,3	10	17
	−186°	20	126	620	1068	1274
25 „	13°	0	0	0	0	0,2
	−186°	0,2	0,5	2,0	7,6	15,2
24,40 „	19°	0	0	0	5	10
	−186°	20	80	454	883	1102
24,04 „	1	5	20	48	72	
	−186°	18	70	431	898	1120

Die Kurven, welche die Beziehung zwischen der Magnetisierung in flüssiger Luft und dem Nickelgehalt darstellen, sind denen ganz ähnlich, welche von Prof. Nagaoka und dem einen von uns bei gewöhnlicher Temperatur erhalten worden sind.[1]) In vorliegendem Falle treten jedoch ausser einem Hauptmaximum zwei kleine Maxima auf, und zwar das eine bei 29 Proz. und das andere bei 26,64 Proz. Ähnlich verhält es sich mit der Längenveränderung in flüssiger Luft.

d) Die Längenveränderung von Nickelstahl.

12. Die Wirkung der Abkühlung auf die Längenausdehnung bei Nickelstahl geht ganz parallel mit der in Bezug auf die Magnetisierung beobachteten. Bei Nickelstahl mit grösserem Nickelgehalt als 28,82 Proz. nimmt die Längenausdehnung in schwachem Felde ab und in starkem Felde zu, wenn man dieselben in flüssiger Luft abkühlt; bei anderen Sorten von

1) Honda und Shimizu, l. c.
2) Compt. rend. **128**, 304, 1899.

1) Nagaoka und Honda, Report of the Tokyo Mathematico-Physical Society, Vol. II, **2**, 9, 1903.

Tabelle IV.

Legierungen	t	$H = 20$	50	150	300	600
70,32 Prozent	22,0° C.	$6{,}4 \times 10^{-6}$	$9{,}5 \times 10^{-6}$	$11{,}5 \times 10^{-6}$	$11{,}8 \times 10^{-6}$	$11{,}8 \times 10^{-6}$
	−186°	6,0	9,8	12,4	12,8	12,9
50,72 „	26,5°	8,6	15,4	21,3	23,0	24,0
	−186°	7,2	14,5	23,0	26,0	26,7
46 „	20,0°	8,0	15,5	22,0	24,0	25,1
	−186°	7,2	15,5	24,5	28,3	29,6
36 „	20,0°	5,5	9,7	15,0	17,0	19,0
	−186°	3,0	10,2	21,5	26,8	29,9
29,42 „	19,5°	0,5	1,0	2,3	3,5	6,7
	−186°	0,6	2,0	6,1	10,2	15,8
29 „	12,5°	1,2	2,0	3,4	4,8	8,1
	−186°	0,1	2,4	10,1	16,0	20,7
28,82 „	22,5°	1,0	1,6	2,8	4,3	6,9
	−186°	0,4	1,8	7,2	11,2	16,4
28,32 „	20,0°	0,1	0,4	1,0	2,1	4,8
	−186°	0,5	2,0	6,3	11,3	16,0
26,64 „	24,5°	0,0	0,0	0,0	0,1	0,2
	−186°	0,4	2,0	7,0	11,8	17,0
24,40 „	25,0°	0,0	0,0	0,0	0,0	0,1
	−186°	0,3	1,2	5,0	9,5	13,6
24,04 „	21,0°	0,0	0,0	0,1	0,2	0,6
	−186°	0,3	1,6	6,8	12,2	21,1

Nickelstahl verschwindet die anfängliche Zunahme der Längenausdehnung.

Das Verhältnis der gewöhnlichen Längenausdehnung zu der in flüssiger Luft nimmt im allgemeinen mit abnehmendem Nickelgehalt zu. Bei 36 Proz. beträgt es ungefähr 0,6, bei $H = 500$ Gauss und bei 28,32 Proz. etwa 2,7 und bei 24,40 Proz. etwa 80,0 in demselben Felde.

13. Bei umkehrbarem Nickelstahl fällt die Längenausdehnung vor und nach der Abkühlung genau zusammen. Die Längenausdehnung von anderen Nickelstahlsorten ist, nachdem diese in flüssiger Luft abgekühlt worden sind, stets grösser als vor der Abkühlung. Bei Legierungen zu 26,64 Proz. und 24,40 Proz. nimmt die Längenausdehnung beim Erhitzen auf gewöhnliche Temperatur sogar zu. Nickelstahl zu 25 Proz. dehnt sich bei gewöhnlicher Temperatur und ebenso in flüssiger Luft nicht merklich aus.

14. Die numerischen Ergebnisse unserer Versuche sind in Tabelle IV enthalten:

15. Schliesslich möge noch erwähnt werden, dass die Dichte nicht umkehrbaren Nickelstahls bei gewöhnlicher Temperatur eine dauernde Veränderung erleidet, wenn der Stahl in flüssige Luft getaucht wird. Diese eigentümliche Thatsache ist zuerst von Hopkinson beobachtet und kürzlich von Ch. Ed. Guillaume[1]) und Osmond[2]) bestätigt worden: die Tabelle V enthält die beobachteten Werte der Dichte:

Tabelle V.

Legierungen	28,32 Proz.	26,64 Proz.	24,40 Proz.	24,04 Pr.
Vor d. Abkühlg.	8,15	8,16	8,13	8,06
Nach d. „	8,01	7,99	8,06	7,94

1) Compt. rend **126**, 738, 1898.
2) Compt. rend. **128**, 1395, 1899.

Wir sehen daher, dass die Dichte durch Abkühlung in flüssiger Luft stets verkleinert wird. Der Guillaumesche Versuch zeigt uns, dass nicht umkehrbarer Nickelstahl durch Abkühlen ausgedehnt wird und beim Erwärmen auf gewöhnliche Temperatur wiederum eine Ausdehnung erfährt, so dass das Volumen dieser Legierungen einen doppelten Zuwachs beim Eintauchen in flüssige Luft erfährt.

Tokyo, 4. Juli 1903.

(Aus dem Englischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 21. November 1903.)

Zur Frage der Kompassaufstellung in eisernen Ruderhäusern.

Von H. Meldau.

Im 3. und 4. Jahrgange dieser Zeitschrift sind von mir die für die Konstruktion des Schiffskompasses und für seine Aufstellung und Behandlung an Bord von Eisenschiffen massgebenden Gesichtspunkte in einer Reihe von Aufsätzen dargelegt worden.[1]) Der Zweck dieser Aufsätze, deren Inhalt übrigens rein referierenden Charakters war, lag darin, die Aufmerksamkeit und das Interesse physikalischer Kreise auf ein für den Seeverkehr äusserst wichtiges Gebiet angewandter Physik zu lenken.

In gleicher Richtung ist das Ziel der vorliegenden Mitteilung zu suchen, die eine speziellere neuerdings für die Handelsmarine brennend gewordene Frage auf dem Gebiete des Kompasswesens behandelt.

1) Diese Zeitschr. **3**, 323, 391, 554, 1902; **4**, 376, 1903.

Wie schon früher (d. Ztschr. 3, 558, 1902) angedeutet, sind die magnetischen Verhältnisse, unter denen der Kompass seine Aufgabe erfüllen soll, nicht nur auf den Kriegsschiffen, sondern zum Teil auch auf den Fahrzeugen der Handelsmarine mit der Zeit immer ungünstiger geworden. Die ausserordentlich erhöhte Geschwindigkeit moderner Passagierdampfer lässt im Interesse der Sicherheit der Schiffsführung einen vor den ärgsten Unbilden der Witterung geschützten Standort für die Schiffsführer wünschenswert erscheinen. Während früher der Kompass stets auf der offenen „Brücke" des Schiffes Aufstellung fand, stellt man ihn deshalb jetzt vielfach in ein „Ruderhaus", das, sich rückwärts an die übrigen Brückenaufbauten (Navigationszimmer, Zimmer für Kapitän und Offiziere) anlehnend, den mittleren Teil der Brücke überdeckt und vorn und seitwärts abschliesst. Damit dieses Ruderhaus den nötigen Widerstand gegen etwa überkommende Seen besitzt, ist es nötig, wenigstens seine Vorderwand aus Stahl herzustellen. Bisweilen hat man, einer Tendenz des Eisenschiffbaues folgend, auch für die Seitenwände sowie die Quer- und Diagonalverbände der Decke Stahl als Baumaterial angewandt. In magnetischer Beziehung war die Aufstellung des Kompasses in einem solchen Ruderhause wohl a priori als eine bedenkliche Verschlechterung zu bezeichnen und das hat sich denn auch durch die Erfahrung in verschiedenen Fällen nur zu sehr bestätigt.

Die am meisten charakteristische Veränderung, die in den magnetischen Verhältnissen des Kompassortes durch die besagte Aufstellung in einem Ruderhause eintritt, scheint mir darin zu liegen, dass die schiffsmagnetische Vertikalkraft (Kraft senkrecht zum Deck) einen Zeichenwechsel erfährt und unter Umständen übermässig gross wird.

Bei Schiffen, die in nordmagnetischer Breite gebaut sind, zeigen die in oder über Deckshöhe gelegenen Eisenteile naturgemäss Südpolarität, so dass bei frei aufgestelltem Kompass durchweg eine den Nordpol der Nadel nach abwärts ziehende Kraft vorhanden ist. Durch die eisernen Seitenwände des Ruderhauses aber werden kräftige Südpole in unmittelbarer Nähe oberhalb des Kompasses festgelegt, so dass eine nach oben gerichtete Vertikalkraft die Folge ist.

Ich hatte Gelegenheit, die auf diese Weise geschaffenen magnetischen Verhältnisse auf einer Reihe neuerer Dampfer des Norddeutschen Lloyd zu untersuchen. Die Resultate der Vertikalkraftmessungen sind in den beistehenden sechs Darstellungen niedergelegt. Die Kräfte sind in der Mittelebene des Ruderhauses in ungefährer Kompasshöhe (1,1 m über dem Fussboden) gemessen. Als Massstab für die Kräfte ist am linken Rande jeder Figur der für die deutschen Küsten geltende Wert ($H = 1{,}8$ *G. E.*) der Horizontalkomponente des Erdmagnetismus angegeben. Die Kompassorte sind in den Figuren unter der Bezeichnung „vorderer Kompass" (v. K.) und „hinterer Kompass" (h. K.) kenntlich gemacht. Die sechs Schiffe sind auf drei verschiedenen Werften erbaut, nämlich beim Vulkan in Stettin, bei J. Schichau in Danzig und bei Joh. C. Tecklenborg in Geestemünde. Die Erbauungsorte sind den Schiffsnamen in den Figuren beigesetzt.

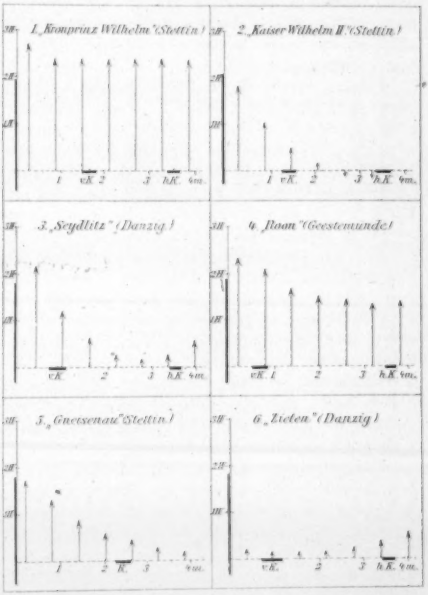


Fig. 1—6.

Zur Erläuterung der Figuren sei folgendes hinzugefügt:

Fig. 1. Der Schnelldampfer „Kronprinz Wilhelm" hat ein Ruderhaus, dessen Vorder- und Seitenwände aus Stahl hergestellt sind. In der Decke befinden sich eiserne Quer- und Diagonalverbände. Im ganzen Ruderhause herrscht eine nahezu konstante nach oben gerichtete Vertikalkraft von einem enormen Betrag. Sie ist fast gleich $2\frac{1}{2}$ H oder ungefähr gleich dem für unsere Breite gültigen Werte der Vertikalintensität, woraus — nebenbei bemerkt — das Kuriosum folgt, dass eine Flinder-

stange in diesem Raume in unseren Breiten überhaupt unwirksam ist.[1])

Fig. 2. Im bemerkenswerten Gegensatze dazu steht das Ruderhaus des Schnelldampfers „Kaiser Wilhelm II". Die Seitenwände sind hier von Holz, die hinter dem Ruderhause stehenden Wände des Navigationszimmers usw. sind aus Holz hergestellt. Die an der Vorderwand erhebliche Vertikalkraft fällt rasch ab, geht durch Null und ist für den hinteren Kompass schon nach abwärts gerichtet.

Fig. 3. Ähnlich, wenn auch weniger günstig, liegen die Verhältnisse auf Dampfer „Seydlitz". Die Seitenwände sind auch hier, ebenso wie bei den folgenden Schiffen, aus Holz. Die hinter dem Ruderhause vertikal stehenden Eisenmassen bewirken, dass die Kräfte langsamer abfallen und im hinteren Teile des Hauses wieder ansteigen.

Fig. 4. Recht ungünstig liegen die Verhältnisse auf Dampfer „Roon". Trotz hölzerner Seitenwände fallen die Kräfte nur sehr wenig ab.

Fig. 5. Einwandfrei sind die magnetischen Verhältnisse im Ruderhause des Dampfers „Gneisenau". Es ist verständigerweise nur ein Kompass im Hause aufgestellt und dieser dafür an einer magnetisch günstigen Stelle.

Fig. 6. Das beste Verhalten bezüglich der Vertikalkräfte weist der Dampfer „Zieten" auf. Auf diesem Schiffe ist auf Veranlassung von Prof. C. Schilling ein Versuch mit einer Vorderwand aus unmagnetischem Nickelstahl gemacht. Die Seitenwände sind aus Holz. Die Vertikalkraft ist fast im ganzen Ruderhause gleich Null, nur im hinteren Teile findet ein Ansteigen statt, veranlasst durch die dahinter stehenden eisernen Wände.

Das überraschend günstige Resultat, das bei diesem Schiffe erreicht ist, darf nicht lediglich der Nickelstahlvorderwand beigemessen werden; vielmehr trägt die ganze Bauart des Ruderhauses und vor allem der darunter befindlichen Aufbauten zu ihm bei. Das Ruderhaus springt weit über den darunter liegenden Damensalon vor; die Vorderwand des letzteren steht ihrerseits wieder frei (d. h. ohne Fortsetzung nach unten) über dem darunter liegenden Speisesaal. Deshalb giebt es in der Umgebung des Kompasses keine Eisenmasse von beträchtlicher Vertikalerstreckung.

Der Vergleich der Figuren untereinander macht es sehr wahrscheinlich, dass die von den verschiedenen Werften verwandten Eisensorten magnetisch erhebliche Abweichungen zeigen. Man vergleiche nur die Vertikalkräfte auf „Kaiser Wilhelm II" mit denen auf „Roon"! Das vom Stettiner Vulkan verwandte Material scheint nach den vorliegenden Figuren in magnetischer Hinsicht das günstigste zu sein (vgl. „Gneisenau" und „Kaiser Wilhelm II" gegen „Seydlitz" und „Roon").

Die eingehende Betrachtung, die hier den Vertikalkräften gewidmet worden ist, findet ihre Berechtigung darin, dass ein erheblicher Wert der schiffsmagnetischen Vertikalkraft am Kompassorte als ein, wie es scheint, untrügliches Anzeichen für eine schlechte Beschaffenheit desselben angesehen werden darf.[1])

Insbesondere haben die Dampfer „Kronprinz Wilhelm" und „Roon" mit ernstlichen Kompassschwierigkeiten zu kämpfen.

Die praktischen Folgerungen, die aus den gemachten Beobachtungen gezogen werden können, gehen einerseits den Schiffbauingenieur, andererseits den Physiker, den Chemiker und die Eisenwalzwerke an:

Die Seitenwände des Ruderhauses sind unter keinen Umständen aus Eisen herzustellen. Auch in den hinter dem Ruderhause gelegenen Räumen hat man eiserne Wände soweit irgend möglich zu vermeiden.

Aufs lebhafteste zu begrüssen wäre die Herstellung eines nur schwach magnetisierbaren Stahles. Es braucht durchaus nicht auf Unmagnetisierbarkeit gedrungen zu werden; der Stahl müsste dem auf Dampfer „Zieten" gebrauchten 25proz. Nickelstahl gegenüber nur die Eigenschaften der leichteren Bearbeitbarkeit und der grösseren Billigkeit haben. Aus solchem Stahl wäre dann vor allem die Vorderwand des Ruderhauses herzustellen. Gegebenenfalls wäre dieser Stahl für die unter dem Ruderhause gelegenen Aufbauten heranzuziehen, bei denen sich die Anwendung von Holz aus Gründen der Festigkeit verbietet, und in deren Entwurf eine Rücksicht auf die magnetischen Verhält-

1) Zur Kompensation des Krängungsfehlers sind unter jedem der beiden im Ruderhause aufgestellten Kompasse vier kräftige Magnete etwa 22 cm unter der Rose befestigt. Hierdurch sei die früher (d. Ztschr. **3**, 558, Anm.) über dieses Schiff gemachte Angabe richtiggestellt. Jene Angabe ging auf eine mündliche Mitteilung zurück, in die sich ein Irrtum eingeschlichen hatte. Die weitere in der Anmerkung gemachte Bemerkung bezieht sich auf den Dampfer „Zieten", nicht auf „Kaiser Wilhelm II".

1) Der Zusammenhang beider Erscheinungen ist einerseits ein ursächlicher. Zwar wird die Vertikalkraft für den Ort, an dem sich die Nadeln befinden, durch den Krängungsmagneten aufgehoben, doch ist diese Kompensation aus mehreren Gründen nur eine angenäherte; sie berücksichtigt beispielsweise nicht die mit der Veränderung der magnetischen Breite eintretenden Änderungen. Je grösser die aufzuhebende Kraft, desto grösser werden auch die Störungsglieder, die bei einer Neigung des Schiffes in Wirksamkeit treten. Andererseits ist ohne Zweifel das schlechte Verhalten der Kompasse bei grosser Vertikalkraft als eine reine Begleiterscheinung aufzufassen. In der grossen Vertikalkraft drückt sich die zu grosse Nähe von Eisenmassen aus. Diese Eisenmassen werden auch bei aufrechter Lage des Schiffes besonders wegen des in ihnen induzierten halbfesten Magnetismus für das gute Verhalten des Kompasses verhängnisvoll.

nisse des Ruderhauses vom Schiffbauingenieur nicht verlangt werden kann.

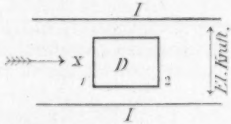
(Eingegangen 3. Dezember 1903.)

Über die ponderomotorischen Kräfte, welchen ein homogenes Dielektrikum in einem veränderlichen elektromagnetischen Felde unterworfen ist.

Von Franz Koláček.

Unter dem Titel „Über die magnetische Wirkung elektrischer Verschiebung" von John B. Whitehead jr., erschien in dieser Zeitschrift (4, 229, 1903) eine Abhandlung, in welcher sorgfältige Versuche beschrieben werden, deren Resultate für die Maxwellsche Lehre vom elektromagnetischen Felde verhängnisvoll werden könnten, wenn sie sich nicht anders interpretieren liessen als durch Nichtwirkung des Magnetfeldes auf Verschiebungsströme.

Im wesentlichen handelt es sich um die experimentelle Untersuchung des Antriebes, welchen ein rechteckiger Block D eines Dielektrikums (siehe Figur) im periodisch veränder-



lichen elektrischen Felde eines Kondensators I, I erfährt, wenn senkrecht zu den elektrischen Kraftlinien und zur (möglichen) Bewegungsrichtung des Blockes x ein gleichfrequentes, veränderliches magnetisches Feld erregt wird. Der beste Erfolg ist offenbar dann zu erwarten, wenn der Maxwellsche Verschiebungsstrom und der das Magnetfeld erregende Spulenstrom in gleicher Phase sind. Im Whiteheadschen Arrangement liess sich unter der Voraussetzung, dass die Verschiebungsströme allein die Ursache des Antriebes sind, die Stärke desselben berechnen. Dieselbe hätte eine Drehung des mit D verbundenen Hebels im Betrage von 485 Skalenteilen ergeben müssen, während thatsächlich das Beobachtungsresultat negativ war.

1. Dies ist, wie im folgenden gezeigt werden soll, in bester Übereinstimmung mit den Maxwell-Faradayschen Anschauungen, denen zufolge die Fernwirkung polarer Massen auf Spannungen zurückzuführen ist. Ihr Betrag lässt sich an der Hand des Energieprinzips berechnen (Helmholtz-Kirchhoff). Ist K die Dielektrizitätskonstante, X, Y, Z, ϱ die elektrostatisch gemessene elektrische Kraft, resp. Dichte, so gilt für die Komponenten der Spannungen elektrischer Art die Gleichungenreihe

$$\left.\begin{aligned} X_x &= \frac{K}{8\pi}(X^2 - Y^2 - Z^2), \quad X_y = \frac{KXY}{4\pi}, \\ X_z &= \frac{KXZ}{4\pi} \text{ etc.} \end{aligned}\right\} \quad (0)$$

Die Spannungskomponenten X_x, X_y, X_z an einer Raumstelle erscheinen hier ausgedrückt durch die daselbst bestehenden Kräfte, und müssen, da es nur auf die Existenz dieser Kräfte und nicht auf deren Ursprung ankommt, auch dann richtig bleiben, wenn die Kräfte kein Potential besitzen. Eine Konsequenz dieser Idee ist beispielsweise das Gesetz der ponderomotorischen Wirkung eines Magnetfeldes auf ein Stromelement (siehe weiter unten).

Die ponderomotorische Kraft elektrischen Ursprungs Ξ_e, H_e, Z_e beträgt per Volumeinheit

$$\left.\begin{aligned} \Xi_e &= \frac{\partial X_x}{\partial x} + \frac{\partial X_y}{\partial y} + \frac{\partial X_z}{\partial z} = KY\gamma - KZ\beta - \frac{\partial K}{\partial x}\cdot\frac{H^2}{8\pi} + X\varrho \\ H_e &= KZ\alpha - KX\gamma - \frac{\partial K}{\partial y}\cdot\frac{H^2}{8\pi} + Y\varrho \\ Z_e &= KX\beta - KY\alpha - \frac{\partial K}{\partial z}\cdot\frac{H^2}{8\pi} + Z\varrho, \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

wobei

$$\left.\begin{aligned} H^2 &= X^2 + Y^2 + Z^2; \; 4\pi\alpha = \frac{\partial Y}{\partial z} - \frac{\partial Z}{\partial y}, \; 4\pi\beta = \\ &\frac{\partial Z}{\partial x} - \frac{\partial X}{\partial z}, \; 4\pi\gamma = \frac{\partial X}{\partial y} - \frac{\partial Y}{\partial x}, \; 4\pi\varrho = \frac{\partial}{\partial x}(KX) + \frac{\partial}{\partial y}(KY) + \frac{\partial}{\partial z}(KZ) \text{ gesetzt ist.} \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

Von der Richtigkeit der Formeln (1) kann man sich an der Hand der Gleichung (0) und (2) durch Derivationen unmittelbar überzeugen.

Eine ähnliche Gleichungenreihe gilt für die Spannungen magnetischer Art. Schliessen wir magnetische Raumdichten (ϱ) überhaupt aus und beschränken uns auf Medien von überall gleicher Permeabilität $K = 1$, so erhalten wir, falls L, M, N Komponenten der magnetischen Kraft bedeuten, für die ponderomotorischen Volumkräfte magnetischer Art die Gleichungen:

$$\left.\begin{aligned} \Xi_m &= M\gamma' - N\beta', \quad H_m = N\alpha' - L\gamma', \\ Z_m &= L\beta' - M\alpha' \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

$$\left.\begin{aligned} 4\pi\alpha' &= \frac{\partial M}{\partial z} - \frac{\partial N}{\partial y}, \; 4\pi\beta' = \frac{\partial N}{\partial x} - \frac{\partial L}{\partial z}, \\ 4\pi\gamma' &= \frac{\partial L}{\partial y} - \frac{\partial M}{\partial x} \end{aligned}\right\} \quad (4)$$

Die Grössen α', β', γ' sind offenbar identisch mit den an einer Raumstelle x, y, z eventuell bestehenden Komponenten der Stromdichte h der Richtung λ, μ, ν; also $\alpha' = h\lambda$, $\beta' = h\mu$, $\gamma' = h\nu$. Sei ferner dl das Element eines Strom-

fadens, q sein Querschnitt, $i = hq$ die Stromintensität.

Die Kraft auf das Element eines Stromfadens vom Volumen $dl \cdot q$ ist dann gegeben durch: $A_x = (M\nu - N\mu) \cdot dl \cdot i$, $A_y = (N\lambda - L\nu) \cdot dl \cdot i$, $A_z = (L\mu - M\lambda) \cdot dl \cdot i$.

Man ersieht aus dieser Formel, dass der Antrieb auf der Feld- und Stromrichtung senkrecht steht und durch $dl \cdot i \cdot \sin\sigma$ gegeben ist, wobei σ den Winkel zwischen Strom- und Feldrichtung angiebt. Aus der weiteren Übereinstimmung der Kraftrichtung mit jener, die man durch die bekannte Zeichenregel ausdrückt, schliessen wir, dass die Gültigkeitserweiterung der Spannungsformeln auf Kräfte ohne Potential berechtigt war.

2. Kehren wir nun zur eigentlichen Aufgabe zurück. Das Dielektrikum (1) 1 erfährt innerhalb eines Dielektrikums 2 in der Richtung der x-Achse einen resultierenden Zug A, der sich auf Spannungen beider Kräftearten zurückführen lässt. Derselbe kann sich nur um unendliche kleine Grössen von jenem Zuge unterscheiden, den eine den Körper D eng umschliessende Fläche A_2 seitens des Mediums 2 erfährt. Denken wir uns den diskontinuierlichen Übergang des Mediums 1 in 2 durch einen unendlich rasch veränderlichen, aber stetigen Übergang ersetzt, bezeichnen ferner mit $d\tau$ ein Element des von A_2 umschlossenen Raumes, so ist dem Greenschen Satze zufolge

$$A = \int d\tau\,(\Xi_e + \Xi_m) = -\int \frac{d\tau}{8\pi}\frac{\partial K}{\partial x} \cdot H^2 + \int d\tau\,(KY\gamma - KZ\cdot\beta + \mathfrak{M}\gamma' - Z\beta') + \int d\tau\, X\cdot\varrho\,.$$

Das zweite Integral rechts transformieren wir an der Hand der Maxwellschen Grundgleichungen:

$$\begin{aligned}
4\pi w + \frac{K}{V}\cdot\frac{\partial Z}{\partial t} - \frac{\partial L}{\partial y} - \frac{\partial M}{\partial x} &= 4\pi\gamma'\,;\\
\frac{\partial N}{\partial t} - \frac{1}{V}\frac{\partial X}{\partial y} - \frac{\partial Y}{\partial x} &= 4\pi\gamma\\
4\pi u + \frac{K}{V}\cdot\frac{\partial X}{\partial t} - \frac{\partial M}{\partial z} - \frac{\partial N}{\partial y} &= 4\pi\alpha'\,;\\
\frac{\partial L}{\partial t} - \frac{1}{V}\frac{\partial Y}{\partial z} - \frac{\partial Z}{\partial y} &= 4\pi\alpha\\
4\pi v + \frac{K}{V}\cdot\frac{\partial Y}{\partial t} - \frac{\partial N}{\partial x} - \frac{\partial L}{\partial z} &= 4\pi\beta'\,;\\
\frac{\partial M}{\partial t} - \frac{1}{V}\frac{\partial Z}{\partial x} - \frac{\partial X}{\partial z} &= 4\pi\beta\,,
\end{aligned}$$

in welchen X, Y, Z die Kräfte auf eine elektrostatische Einheit, u, v, w die elektromagnetisch gemessenen Dichten der Ohmschen Ströme und V die Webersche Zahl bedeuten, in

$$A = A_1 + A_2 + \int d\tau\,\varrho X \quad . \quad . \quad . \quad (4a)$$

wobei gesetzt ist

$$\left.\begin{aligned}
A_1 &= -\frac{1}{8\pi}\int d\tau\,\frac{\partial K}{\partial x}\cdot H^2, \quad A_2 = \int d\tau\,(Mw\\
&- Nv) + \frac{K}{4\pi V}\frac{\partial}{\partial t}\int d\tau\,(ZM - YN)
\end{aligned}\right\}\cdot(5)$$

Die Integration erstreckt sich bis zur Fläche A_2. Die Grösse $\partial K/\partial x$ ist im homogenen Medium 1 Null bis hart an die Grenze, ändert sich aber von da ab in der Richtung der Normalen n, die wir von 1 zu 2 positiv zählen, unendlich rasch. Sind s und t zwei zu einander und zu n senkrechte Richtungen, so gilt

$$\frac{\partial K}{\partial x} = \frac{\partial K}{\partial s}\cos(s,x) + \frac{\partial K}{\partial t}\cos(t,x) + \frac{\partial K}{\partial n}\cos(n,x)\,.$$

Da nun $\partial K/\partial s$ und $\partial K/\partial t$ endlich und $\partial K/\partial n$ unendlich gross ist, so hat man in limite

$$\frac{\partial K}{\partial x} = \frac{\partial K}{\partial n}\cos(n,x)\,.$$

Die Volumintegration in A_1 erstreckt sich offenbar von einer inneren Grenzfläche A_1, an welcher K noch den Wert K_1 hat, bis zur äusseren Fläche A_2, wo derselbe K_2 ist.

Ist ferner N die Normalkomponente und T die Tangentialkomponente der elektrischen Kraft inmitten des veränderlichen Gebietes an einer zu A_1 und A_2 parallelen Zwischenfläche, so ist daselbst

$$H^2 = T^2 + N^2 = T^2 + \frac{(KN)^2}{K^2}\,.$$

Dabei sind T und KN (die Normalkomponente der elektrischen Induktion) bei Abwesenheit von absoluten Ladungen von n unabhängige Grössen, für welche die Werte T_2 und K_2N_2 an der äusseren Fläche A_2 gesetzt werden dürfen.

Man hat also, wenn mit $d\omega$ ein Flächenelement bezeichnet wird, wegen $d\tau = d\omega\cdot dn$

$$A_1 = -\frac{1}{8\pi}\int d\omega\cos nx \int_{A_1}^{A_2} dn\,\frac{\partial K}{\partial n}\left(T_2^2 + \frac{K_2^2 N_2^2}{K^2}\right)$$

oder

$$A_1 = \frac{K_1 - K_2}{8\pi}\int d\omega\cos nx\left(T_2^2 + \frac{K_2 N_2^2}{K_1}\right) \quad (6)$$

Wenden wir die Formeln (4a), (5) und (6) auf den Whiteheadschen Versuch an.

Der erste Teil von A_2 ist Null, weil Ohmsche Ströme im Dielektrikum überhaupt nicht existieren, aber auch der auf eine Periode bezogene Mittelwert von A_2, der im Versuche allein massgebend ist, ist Null. Ferner ist laut (6) A_1 gleich Null, weil in zwei gegenüber liegenden Punkten 1, 2 von D (siehe Figur) T_2^2

und N_2^2 gleiche, aber $\cos nx$ entgegengesetzte Werte besitzen. An den zwei anderen Flächen ist $\cos nx = 0$. Weil nun auch $\varrho = 0$ ist, so ist der Antrieb A in der x-Richtung Null und das Resultat des Versuches im Einklang mit der Maxwellschen Theorie. (Selbstverständlich würde das nämliche Resultat gelten, wenn D die Form eines zu I I symmetrischen gelegenen und symmetrischen Körpers besässe.)

Aus (4a) und (5) ergiebt sich, dass auch Volumteile des ruhenden Äthers einen Antrieb

$$\frac{K}{4\pi V}\frac{\partial}{\partial t}(ZM - YN), \quad \frac{K}{4\pi V}\frac{\partial}{\partial t}(XN - ZL),$$
$$\frac{K}{4\pi V}\frac{\partial}{\partial t}(YL - KM)$$

per Volumeinheit erfahren, wenn derselbe von elektromagnetischen Wellen durchsetzt wird, wie dies zuerst von Hertz ausgesprochen und von Helmholtz näher ausgeführt wurde (Wied. Ann. 53, 135, 1894).

3. Wir bemerken noch, dass laut (4a), (5) der Antrieb auf das Volumelement eines homogenen Körpers sich aus drei Teilen zusammensetzt. Der erste entspricht der Wirkung des elektrischen Feldes auf die in ihm eventuell vorhandene Ladung, der zweite jener des Magnetfeldes auf den aus Leitungs- und Verschiebungsstrom zusammengesetzten totalen Strom, der dritte wiederum der Wirkung des elektrischen Feldes auf eine Art magnetischen Verschiebungsstrom. Man sieht dies unmittelbar ein, wenn man die in (5) angedeutete Derivation nach t ausführt.

Der Betrag dieses dritten Teiles zum Antriebe ist per Volumeneinheit

$$\frac{K}{4\pi V}\left(Z\frac{\partial M}{\partial t} - Y\frac{\partial N}{\partial t}\right) \text{ etc.}$$

4. Die Lorentzsche Theorie hält den Leitungsstrom für einen Fortführungsstrom geladener elektrischer Massen, vindiziert aber auch den Maxwellschen Verschiebungsströmen magnetische Kraftwirkungen. Dagegen soll ein Volumteil ponderomotorischen Kräften nur insofern unterliegen, als er Träger von Ladungen und Fortführungsströmen ist; auf den Verschiebungsstrom wirkt also ein Magnet nicht. Infolge dieser Annahmen ist sie nun allerdings in Übereinstimmung mit dem Whiteheadschen Versuch, da ja das Dielektrikum D keinerlei Ladung besitzt.

Anders wäre es, wenn das elektrische Feld konstant bliebe und die Richtung des magnetischen (konstanten) Feldes umgekehrt würde.

Der Maxwellschen Theorie zufolge wäre ein ballistischer Ausschlag zu erwarten, da in der Richtung x eine impulsive Kraft wirksam ist.

Nach Lorentz sollte kein Ausschlag erfolgen.

Versuche in dieser Richtung wären von grossem Werte.

(Eingegangen am 22. November 1903.)

Über eine Vorrichtung zur exakten Eichung von Elektrometern für Elektrizitätsmengen und ihre Anwendung auf die absolute Messung äusserst geringer Stromstärken.

Von F. Harms.

Der Wunsch, die in Gasen auftretenden kleinsten Stromstärken ihrem absoluten Wert nach zu messen, und die Unmöglichkeit, die zu dieser Messung nötige Kapazität von Elektrometern nach einer der mir bekannten Methoden exakt zu bestimmen, haben mich veranlasst, die im folgenden beschriebene kleine Vorrichtung zu diesem Zweck zu verwenden.

Die Schwierigkeiten der Kapazitätsbestimmung auf gewöhnlichem Wege liegen bei kleinen Kapazitäten darin, dass die Kapazität sehr abhängig ist von der Konfiguration der in der Nähe befindlichen Leiter. Je kleiner die Kapazitäten werden, um so empfindlicher macht sich dieser Fehler bemerkbar. Bei einem Elektroskop der Elster-Geitelschen Form macht sich dies schon stark bemerkbar in folgender Weise. Ladet man das Instrument in der üblichen Weise mittels einer Trockensäule, so beobachtet man nach Entfernung der ladenden Säule eine Abnahme der Spannung des Elektroskops bis zu 10 Proz. Die Kapazität eines solchen Instruments beträgt etwa 10 bis 15 cm. Verwendet man nun, wie es vielfach geschehen ist, zur Übertragung einer bekannten El. M. auf ein Elektrometer Kugeln von einigen cm Radius, die man durch Berührung mit dem einen Pol einer Batterie ladet, so kann die Abweichung der auf den Kugeln befindlichen El. M. von der berechneten V. meiner Schätzung nach 25 Proz. und darüber betragen.[1]) Überhaupt halte ich die exakte Bestimmung kleiner Kapazitäten, etwa unter einigen 100 cm, nach den gewöhnlichen Methoden für unmöglich: Zuleitungen, Änderungen der Lage von Umschaltern haben ausserordentlich grossen Einfluss.

Ich habe deshalb, um die Messung zu ermöglichen, nicht die Kapazität eines Kondensators, sondern den Influenzierungskoeffizienten der einen Belegung auf die andere absolut bestimmt. Wenn man[2]) (Fig. 1) den Cylinder II

1) Infolgedessen sind auch die Absolutwerte für die Anzahl der im ccm Luft pro sec gebildeten Ionen in meiner Arbeit (diese Zeitschr. 4, 11, 1902) falsch.

2) Der nach meinen Angaben von der Firma Günther & Tegetmeyer-Braunschweig äusserst exakt hergestellte

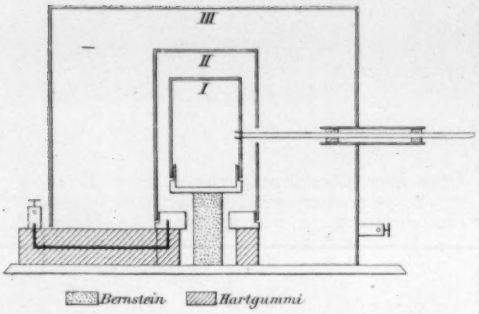


Fig. 1.

mit dem nicht geerdeten Pol einer Batterie von V Volt verbindet, während I zur Erde abgeleitet ist (III dient nur als Schutzhülle und ist dauernd geerdet), dann die Erdleitung von I aufhebt und nun II zur Erde ableitet, so erhält man auf I und den etwa damit verbundenen Apparaten die El. M. $c \times V$ unabhängig davon, welche Kapazitäten etwa noch mit I verbunden sind. c ist der Influenzierungskoeffizient von II auf I; kennt man diesen, so hat man ein Mittel durch Variation von V beliebige El. M. auf einen Leiter zu übertragen. Man braucht dann nur noch das Potential der mit I verbundenen Leiter zu kennen, um die Kapazität des Systems berechnen zu können; im Falle, dass mit I ein Elektrometer verbunden ist, ist die Bestimmung des Potentials natürlich besonders einfach.

Von einer Berechnung des Influenzierungskoeffizienten aus den Dimensionen habe ich abgesehen und es vorgezogen, den Wert experimentell zu bestimmen. Die Bestimmung geschah auf zwei vollständig unabhängigen Wegen.

1. Mit dem ballistischen Galvanometer. Hierbei hatte ich anfangs grosse Schwierigkeiten, die erst gehoben wurden, als ich alle in Betracht kommenden Leitungen und das Galvanometer selbst in geerdete Hüllen einschloss. Dann waren allerdings die Resultate auch bei Variation aller in Betracht kommenden Grössen konstant. Das Prinzip der Messung war Ladung des Kondensators zu einem bekannten Potential und Entladung durch das Galvanometer. Die übliche Schaltung konnte, wie oben erwähnt, nicht angewandt werden, weil die Zuleitungen eine zu grosse Rolle spielten und das Potential auf der geladenen Kondensatorbelegung nach Abschaltung der ladenden Batterie nicht mit der Klemmenspannung der Batterie identisch ist. Fig. 2 zeigt das Schaltungsschema:

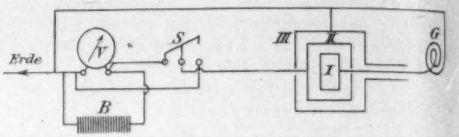


Fig. 2.

Eine Klemme des zur Messung der Spannung der Batterie B dienenden Voltmeters V war zur Erde abgeleitet. Der innere Cylinder I war durch das Galvanometer G zur Erde abgeleitet, der Cylinder II konnte durch den Umschalter S entweder mit der geerdeten oder der nicht geerdeten Voltmeterklemme verbunden werden. Die durch Ladung und Entladung von II auf I influenzierte El. M. reichte dann gerade noch aus, um unter Anwendung der Multiplikationsmethode gut messbare Ausschläge zu bekommen. Als Galvanometer wurde ein Instrument von Hartmann & Braun nach dem System Deprez-d'Arsonval benutzt. Schwingungsdauer 6,13 sec, Dämpfungsverhältnis 1,127, Empfindlichkeit im Mittel $9{,}04 \times 10^{-10}$ Amp. Bei einer Spannung der Batterie von 175,6 Volt wurde z. B. bei Anwendung der Multiplikationsmethode ein Grenzausschlag von 76,3 mm erreicht.

Die Messungen wurden vielfach abgeändert, die grössten dabei beobachteten Differenzen betrugen etwa 1 Proz. Der Mittelwert für den Influenzierungskoeffizienten war bei beiden Kondensatoren:

$$c = 41{,}3 \text{ cm}.$$

Vollständiges Zerlegen und wieder Montieren der Kondensatoren änderte diesen Wert nicht.

2. Methode, durch Ladungsteilung mit Hilfe des Elektrometers.

Dem einen Quadrantenpaar eines Quadrantenelelektrometers war ein Luftkondensator von ungefähr 0,01 M.-F. Kapazität parallel geschaltet, dessen Kapazität anderweitig genau bestimmt war. Mit demselben Quadrantenpaar waren die inneren Cylinder I der beiden zu eichenden Luftkondensatoren verbunden. Die Cylinder II waren der eine mit Erde, der andere mit Hilfe eines Schlüssels S entweder mit Erde oder mit der nicht geerdeten Klemme des Voltmeters verbunden. Ein Quecksilbernapf K diente zur Verbindung des Elektrometerquadranten mit Erde. Während durch K das Elektrometer an Erde gelegt war, wurde Elektrode II des einen Kondensators auf V Volt geladen, dann das Elektro-

Kondensator stand mir in zwei möglichst genau gleich gearbeiteten Exemplaren zur Verfügung. Ich habe weder nach Zerlegung, Reinigung und Wiederzusammensetzung eines Kondensators, noch zwischen den beiden Kondensatoren Unterschiede bemerken können, die 1 Proz. erreichten. Die Apparate können von Günther & Tegetmeyer in sehr exakter Ausführung mit Bernsteinisolation des inneren Cylinders geeicht bezogen werden.

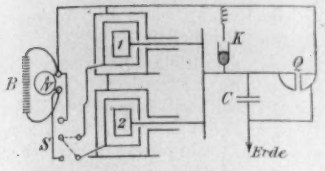


Fig. 3.

meter isoliert und II zur Erde abgeleitet; der dann entstehende Elektrometerausschlag gab, da die Voltempfindlichkeit des Elektrometers bekannt war, das Potential (v) des Systems an; dann ist:

$$cV = Kv;$$

K ist die Kapazität des gesamten geladenen Systems.

Da die Kapazität des den Quadranten parallel geschalteten Kondensators C gross ist gegen die übrigen Kapazitäten, so kann man mit genügender Annäherung setzen:

$$K = C + \gamma + 2c$$

wenn C die Kapazität des Kondensators C ist, γ die des Elektrometers mit Leitungen. Das Verhältnis $\frac{\gamma + 2c}{c}$ lässt sich bestimmen, wenn man den eben beschriebenen Versuch ohne Zuschaltung des Kondensators C wiederholt. Auf diese Weise lässt sich c mit genügender Genauigkeit berechnen: Es ergab sich so für $C = 9220$ cm [1]) ($\gamma + 2c =$ ca. 180),

bei dem einen Kondensator $c = 41{,}5$
bei dem anderen $c = 41{,}6$ cm.

Die Abweichung von den nach der ballistischen Methode erhaltenen Werten beträgt weniger als 1 Proz.; ich möchte die nach der ersten Methode bestimmten Werte für die richtigeren halten, da die zweite sehr grosse Anforderungen an die Isolation stellt und bei den einzelnen Messungen auch grössere Abweichungen (bis 2 Proz.) zeigte.

Jedenfalls zeigt die Übereinstimmung der beiden Methoden, dass man Influenzierungskoeffizienten von der Grössenordnung 50 cm auf weniger als 1 Proz. genau bestimmen kann.

Die Verwendung des Apparates zur Eichung von Quadrantenelektrometern für Elektrizitätsmengen liegt auf der Hand. Man lässt am besten den Kondensator dauernd an den Messquadranten angeschaltet; die Isolation ist sicher mindestens so gut, wie die der bestisolierenden Elektrometer, und die Vergrösserung der Kapazität um etwa 40 Proz. ist meistens unbedenklich. Um das Elektrometer für El. M. zu eichen, hat man dann nur bei abgeleitetem Elektrometer die Elektrode II auf ein bekanntes Potential V zu bringen, etwa durch Anschalten eines Normalelements, und dann, nachdem das Elektrometer isoliert ist, Elektrode II wieder zur Erde abzuleiten. Dem dann beobachteten Elektrometerausschlag entspricht die Elektrizitätsmenge cV. Das ist besonders bequem, wenn man gezwungen ist, mit verschiedenen Elektrometerempfindlichkeiten zu arbeiten. [1])

Bei dem von mir benutzten Elektrometer war ein Ausschlag von 1 mm in der Minute noch sicher zu konstatieren; diesem Ausschlag entsprach eine Elektrizitätsmenge von

0,906 Volt $\times$ cm = ca. 10^{-12} Coulombs.

Ein Ausschlag von 1 mm pro Minute entspricht also einer Stromstärke von etwa 2×10^{-14} Amp. Bei dieser Empfindlichkeit ist das Elektrometer noch leicht zu behandeln; die Nadel war nur auf 70 Volt geladen und der an der Elektrometernadel befindliche kleine Magnet etwas stasiert. 1 Volt gab nur einen Ausschlag von 160 mm. Die Verwendung von Quarzfadensuspensionen und die Anwendung des Kunstgriffs, den Körper, dessen Elektrizitätsverlust oder -Zunahme gemessen werden soll, nur zum Zweck der Messung mit dem Elektrometer zu verbinden [2]), wird Stromstärken wohl noch unter 10^{-16} Amp. zu messen gestatten.

Die Bestimmung der Kapazität von Messapparaten für luftelektrische Messungen, also etwa der Apparate von Elster und Geitel, Ebert, Linke, Gerdien, mit Hilfe der oben beschriebenen Vorrichtung, geschieht am besten folgendermassen:

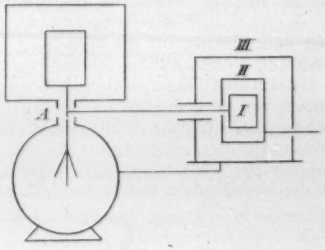


Fig. 4.

Die Schaltung ist aus Fig 4 wohl ohne Erklärung ersichtlich; man bestimmt zunächst, dadurch dass man mit Hilfe des Kondensators eine bekannte Elektrizitätsmenge auf das System bringt und die Spannung am Elektroskop abliest, die Kapazität K des Gesamtsystems. Wenn

1) Die Eichung mit ballistischem Galvanometer und der Vergleich mit einer Selbstinduktion in der Wechselstrombrücke gaben auf $\frac{1}{2}$ Proz. übereinstimmende Werte.

1) Wie ich Ann. d. Ph. **10**, 876, 1903 gezeigt habe, hat es keinen Sinn, bei der Benutzung des Elektrometers zur Messung von Elektrizitätsmengen die Voltempfindlichkeit des Instruments anzugeben, da die „scheinbare" Kapazität von der Nadelladung ausserordentlich stark abhängig ist.

2) Diese Zeitschr. **4**, 11, 1902.

dies geschehen ist, bleibt Elektrode II dauernd mit Erde verbunden. Der Kontakt bei A sei durch Drehung des Kondensators um eine vertikale Achse leicht lösbar. Während bei A Kontakt ist, wird das System geladen bis das Elektroskop einen Ausschlag V_1 Volt zeigt. Dann wird der Kondensator so weit gedreht, dass der Kontakt bei A gelöst wird und eine weitere Drehung keine Änderung der Blättchenstellung mehr giebt; das Potential auf dem Elektroskop sinkt etwas aus dem oben (S. 47) angeführten Grunde (auf V_2); das Elektroskop wird entladen und durch Drehung des Kondensators der Kontakt bei A wieder hergestellt; das Elektroskop zeigt V_3 Volt an. Ist γ die Elektroskopkapazität, so ist offenbar:

$$V_1 K - V_2\gamma = V_3 K; \text{ also } \gamma = K\frac{V_1 - V_3}{V_2}\ ^1).$$

K lässt sich nach der oben angegebenen Methode bestimmen, also ist auch γ berechenbar. Natürlich kann man auch, statt das Elektroskop zu entladen, nach der Trennung den Kondensator entladen.

Dann ist:

$$V_2\gamma = V_3 K.$$

Dies ist nur möglich, wenn die Kapazität des Messinstruments mindestens gleich oder grösser ist als die des Kondensators; bei Quadrantenelektrometern ist dies der Fall.

1) K ist natürlich nicht $c+\gamma$!

Für die Eichung eines Elektroskops führe ich folgendes Beispiel an:

Während das Elektroskop abgeleitet war, wurde II mit einer Batterie von $V = 170$ Volt verbunden; das Elektroskop wurde isoliert und II zur Erde abgeleitet, dann zeigte das Elektroskop $v = 115$ Volt. Ein zweiter Versuch ergab: $V = 217$, $v = 146$, daraus folgt:

$$K = c\frac{V}{v}$$

$= 61{,}1$ bezw. $61{,}5$ cm (Mittel $61{,}3$).

Dann wurde das System auf $V_1 = 263$ Volt geladen, das Elektroskop abgetrennt ($V_2 = 261$) entladen und wieder angeschaltet ($V_3 = 200$) und diese Manipulation wiederholt, bis die Ausschläge zu klein wurden.

$V_3 = 200$ $V_4 = 198$ $V_5 = 152$ Volt
$V_5 = 152$ $V_6 = 151$ $V_7 = 116$
$V_7 = 116$ $V_8 = 114$ $V_9 = 89$

Hieraus ergeben sich für

$$\frac{\gamma}{K} = \frac{V_1 - V_3}{V_2} = \frac{V_3 - V_5}{V_4} = \ldots$$ die Werte:

0,241 0,242 0,238 0,237 (Mitte 0,240).

Aus diesen beiden Beobachtungsreihen folgt:

$$\gamma = 0{,}240 \times 61{,}3 = 14{,}7 \text{ cm}.$$

Würzburg, physikalisches Institut, 8. Dezember 1903.

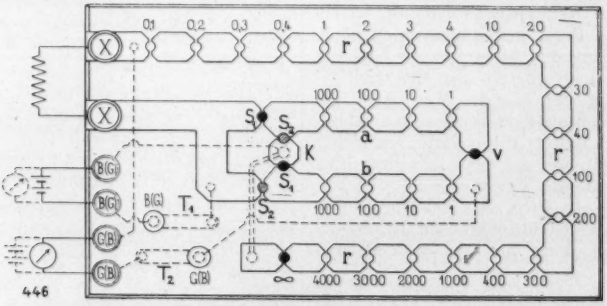
(Eingegangen 22. Dezember 1903.)

Stöpselmessbrücke mit vertauschbaren Vergleichswiderständen.

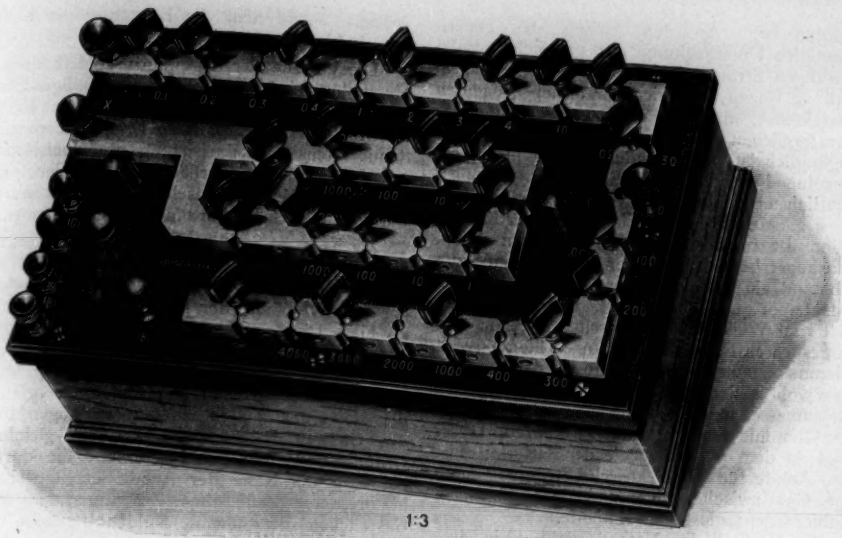
Mitteilung aus der Werkstätte von Hartmann & Braun A.-G.

Mit Bezugnahme auf die Mitteilung aus dem physikalisch-mechanischen Institut des Herrn Prof. Edelmann (diese Zeitschrift **4**, 675, 1903) gestatten wir uns, hierneben die aus unserer Preisliste vom Frühjahr 1902 entnommene Abbildung sowie das Schaltungsschema einer Stöpsel-Messbrücke wiederzugeben, bei der zur Kontrolle der Verhältniszahlen die Vertauschung der Vergleichswiderstände in besonders bequemer Weise, mittels eines gekuppelten Doppelstöpsels durch einen einzigen Handgriff geschieht.

Die ganze Brücke ist als Präzisions-Messapparat ausgeführt mit Widerständen aus Manganindraht, von denen diejenigen niedrigen Betrages bis 300 Ohm bifilar, die übrigen nach Chaperon induktions- und kapazitätsfrei gewickelt sind. Die Enden jeder Widerstandsrolle sind durch zwei starke eingelötete Kupferzuleitungen an die zugehörigen Messingklötze angeschlossen, so dass ein verlangter Widerstand,



Schaltungsschema.



Messbrücke.

gleichviel durch Ziehen welcher Stöpsel oder Stöpselgruppen man ihn herstellt, immer genau vom gleichen Betrage erhalten wird. Besondere konische Stöpsellöcher in sämtlichen Klötzen dienen wie bei unseren übrigen Präzisions-Rheostaten zum Herausgreifen jedes Einzelwiderstandes und sind seitlich angebracht, so dass ein Verstauben kaum zu befürchten steht; überdies wird jeder Brücke ein Spezialwerkzeug und Material zur Sauberhaltung aller Stöpsellöcher beigegeben. Sämtliche mit der Hand zu berührenden Teile der Brücke, wie Stöpsel, Klemmschrauben und Stromschlüssel sind mit Hartgummi überzogen, um das Auftreten von Thermoströmen möglichst zu vermeiden.

(Eingegangen 22. Dezember 1903.)

Ionisierung durch den Stoss negativer Ionen von glühender Kohle.[1])

Von J. Stark.

§ 1. Einleitung. — Indem ein Ion eine genügend grosse Spannungsdifferenz frei ohne Zusammenstoss durchläuft, gewinnt es so viel kinetische Energie, dass es ein neutrales Gasteilchen durch seinen Stoss zu ionisieren vermag. Das Minimum von frei durchlaufener Spannungsdifferenz, das gerade noch zur Ionisierung befähigt, heisst die Ionisierungsspannung des betreffenden Ions für das betreffende Gas.

Die selbständigen elektrischen Strömungen in einem Gase sind unabhängig von einer Ionisierung durch sekundäre Energiezufuhr. Von dem Verfasser wurde eine allgemeine Ionenstosstheorie des Spitzen- und Glimmstromes (Ann. d. Phys. **7**, 417, 1902) und der elektrischen Selbstentladung (Ann. d. Phys. **7**, 919, 1902) gegeben, ferner wurde der Einfluss der Temperatur auf die Ionisierung durch Ionenstoss (Ann. d. Phys. **8**, 829, 1902) theoretisch betrachtet. Als Existenzbedingung derjenigen selbständigen Strömung, die wir Lichtbogen heissen, wurde die Forderung bezeichnet, dass die auf die Kathode treffenden positiven Ionen hier die Temperatur so weit erhöhen, dass intensive Ausstrahlung negativer Elektronionen eintritt (Ann. d. Phys. **12**, 673, 1903).

Als gemischt unselbständig (Ann. d. Phys. **8**, 815, 1902) wurden diejenigen Strömungen bezeichnet, die Ionen zunächst sekundär durch äussere Energiezufuhr erhalten, dann aber daneben durch den Stoss der sekundären Ionen vermöge des eigenen elektrischen Feldes neue Ionen hinzu erzeugen.

Die Ionenstosstheorie der selbständigen Strömungen konnte an dem experimentellen Material geprüft werden, das über diese Stromarten bereits in beträchtlichem Umfang vor-

1) Vorläufige Mitteilung.

handen ist. An den Anfang der experimentellen Untersuchung der gemischt unselbständigen Strömungen ist am besten wohl ein Fall zu setzen, der sich vor anderen dadurch auszeichnet, dass er dank grosser Intensität der fraglichen Wirkungen der Messung leicht zugänglich ist, ferner dadurch, dass in ihm die einzelnen Faktoren in dem Erscheinungskomplex deutlich erkennbar sich voneinander abheben.

§ 2. Methode. — Ein ∩-förmiger Kohlenfaden ist in der Mitte einer 2,5 cm weiten Glaskugel befestigt. Seiner Spitze ist auf 6 mm Abstand ein 1,5 mm dicker Metallstift in einem Ansatzrohr gegenübergestellt. Der Kohlenfaden wird auf Weissglut galvanisch erhitzt; in dem untersuchten Falle verbrauchte er hierzu 6 Volt Klemmspannung. Der positive Pol ist durch eine wohl isolierte Akkumulatorenbatterie, einen Strommesser und einen Vorschaltwiderstand von 500 Ohm mit dem Metallstift verbunden. Dieser liegt an dem positiven Pole der Batterie; er ist also Anode für eine elektrische Strömung durch das Gas zwischen ihm und dem glühenden Kohlenfaden; dieser ist Kathode.

Ein Nachteil der Methode liegt darin, dass nicht alle Punkte des Kohlenfadens, also der Kathode, die gleiche Spannungsdifferenz gegen die Anode besitzen; ist die Spannungsdifferenz zwischen dem positiven Fadenende und der Anode x, so ist sie zwischen dem negativen Ende und der Anode $x + a$, wo a die Klemmspannung des glühenden Fadens ist. In den nachstehenden Figuren ist die erstere Differenz x ohne Klammern, die zweite $(x + a)$ in Klammern eingetragen; a war in den nachstehenden Messungsreihen 6 Volt.

Infolge der hohen Temperatur werden an der Oberfläche der glühenden Kohle positive und negative Ionen im Gase erzeugt, teils durch Ionisierung des Gases, teils durch Elektrisierung, nämlich durch Ausstrahlung negativer Elektronionen aus der Kohle. Die positiven Ionen werden durch das elektrische Feld zwischen Metallstift und Kohlenfaden an diesem festgehalten, die negativen Ionen allein werden in den Gasraum hinein nach der Anode getrieben. Solange die Strömung nur diese sekundär erzeugten negativen Ionen durch das Gas führt, ist sie rein unselbständig. Wenn dagegen bei Erhöhung der Elektrodenspannung oder Erniedrigung des Gasdrucks auf die freie Weglänge von negativen Elektronionen deren Ionisierungsspannung für ein im Stromraum vorhandenes Gas zu liegen kommt, so erzeugen diese negativen Elektronionen durch ihren Stoss im Gasraum neue positive und negative Ionen; entsprechend der Zunahme der spez. Ionenzahl kann beim Eintritt der Ionisierung durch Ionenstoss die Stromstärke wachsen. Die Strömung ist dann gemischt unselbständig; sie erlischt, sowie man die Erhitzung der Kohle unterbricht.

Die Vorteile der angewandten Methode zur Herstellung einer gemischt unselbständigen Strömung sind folgende. Die Anwendung von Kohle als Glühkörper erlaubt hohe Temperaturen und damit intensive Elektrisierung und Ionisierung an der Kathodenoberfläche zu erzielen; die Stromstärke der rein unselbständigen Strömung war von der Grössenordnung $5 \cdot 10^{-7}$ Amp.

Zweitens ist infolge der hohen Temperatur in der Nähe der Kathode die Gasdichte kleiner als in der Nähe der Anode. Darum ist dort die freie Weglänge der schnellen Ionen grösser als hier. Die Ionen können darum in der Nähe der Kathode grössere Spannungsdifferenzen frei durchlaufen. Die negativen Ionen treffen folglich mit einer grossen kinetischen Energie in der Nähe der Anode ein und vermögen hier das Gas zu ionisieren. Aus dem gleichen Grunde vermögen positive Ionen, die durch Stoss in der Nähe der Anode erzeugt sind, in grösserer Zahl ohne Zusammenstoss mit Gasteilchen die glühende Kohlenoberfläche erreichen.

Drittens ist die Temperatur der Kathode infolge sekundärer Erhitzung bereits so hoch, dass eine geringe Steigerung derselben eine grosse Zunahme der Ausstrahlung negativer Elektronionen zur Folge hat. Diese Steigerung hat an allen den Punkten statt, wo positive Ionen mit grosser kinetischer Energie dank frei durchlaufener Spannungsdifferenz eintreffen. Dadurch vervielfacht sich die Zunahme der Ionenzahl, die bei Eintritt der Ionisierung an der Anode infolge des Stosses negativer Ionen erfolgt. Die Folge davon ist, dass der Übergang von der Strömung ohne Ionisierung durch Ionenstoss zu derjenigen mit Ionisierung rasch und deutlich erkennbar erfolgt.

Es sei N_0 die Anzahl der negativen Ionen, welche an der Kathodenoberfläche sekundär durch die hohe Temperatur unabhängig von dem elektrischen Felde zwischen Kohle und Metallstift in der Zeiteinheit erzeugt werden. Von diesen N_0 Ionen mögen N in der Anodennähe zur Ionisierung durch Stoss kommen, wo $N \leq 1$ ist. Von den $N \cdot N_0$ in der Anodennähe auf diese Weise erzeugten positiven Ionen mögen P die Spannungsdifferenz bis zur Kathode frei durchlaufen und je ein negatives Elektronion, also im ganzen $N \cdot P \cdot N_0$, zur Ausstrahlung bringen. Was von N_0 gesagt wurde, wiederholt sich auch an $N \cdot P \cdot N_0$; sie veranlassen schliesslich an der Kathode eine Ausstrahlung von $N^2 \cdot P^2 \cdot N_0$ negativen Elektronionen. Im stationären Zustand sind nun gleichzeitig sämtliche Glieder der konvergenten geometrischen Reihe $N_0 + N \cdot P \cdot N_0 + N^2 \cdot P^2 \cdot N_0 + \ldots$ vorhanden.

Die gesamte negative Stromstärke ist darum

$$i_n = \frac{N_0}{1 - N \cdot P}.$$

N und P sind kleiner als Eins; beide Grössen sind Funktionen vom Gasdruck p, von der Verteilung der elektrischen Spannung im Gase, im angenommenen Falle von der Elektrodenspannung V. P hängt ausserdem von dem Material und der absoluten Temperatur T der Kathode ab; es wächst mit T und ist um so grösser, je mehr negative Elektronen die Kathode unter sonst gleichen Umständen ausstrahlt. N hängt noch von dem Abstand r der Anode und Gefässwand von der Kathode ab. Bei höherem Gasdruck, wenn nur sehr wenig Ionen von der Kathode frei durch das Gas zur festen Begrenzung laufen, wenn also die mittlere freie Weglänge λ der negativen Ionen klein ist gegen r, ist N unabhängig von r, wenn dagegen diese Bedingung nicht mehr erfüllt ist, so erreichen negative Ionen die feste Begrenzung, geben an diese ihre Energie ab und kommen so für die Ionisierung durch Stoss nicht mehr in Betracht. N ist also eine Funktion des Verhältnisses $\frac{r}{\lambda} = k$; es nimmt rasch ab, wenn k dem Werte Eins sich nähert oder noch kleiner wird. N und P nehmen unter sonst gleichen Umständen zu, wenn p abnimmt, weil dann um so grössere Spannungsdifferenzen frei durchlaufen werden.

Die Funktion

$$i_n = N_0[1 - N(p, k, V) \cdot P(p, T, V)]$$

wird in verwickelter Weise von p abhängen. Da die Stromstärke der negativen Ionen infolge von deren grösserer Geschwindigkeit diejenige der positiven weit übertrifft, so können wir i_n gleich der gesamten Stromstärke $i = i_n + i_p$ setzen. Die V, i-Kurve wird je nach den Werten der Parameter p und k einen verschiedenen Verlauf besitzen.

Eine weitere Komplikation der Erscheinung ist dann gegeben, wenn in der Strombahn ausser Gas (in dem untersuchten Falle war es Stickstoff) noch Quecksilberdampf entsprechend der Zimmertemperatur (20°) vorhanden ist. Dann hat man eine Bewegung der Ionen in Quecksilberdampf vom konstanten Drucke $p_{Hg} = 0{,}001$ mm und in Stickstoff vom variierbaren Drucke p_{N_2}. Es ist zu erwarten, dass die Ionisierungsspannung der negativen Ionen für Hg kleiner ist als für N_2. Hg-Dampf wird also bereits für kleinere Spannungsdifferenzen durch Stoss ionisiert als N_2. Solange aber p_{N_2} beträchtlich grösser ist als p_{Hg}, wird die Bewegung der negativen Ionen und ihre ionisierende Wirkung auf Hg gedämpft durch die Reibung an N_2-Molekülen. Die Ionisierungsspannungen für Hg und N_2 treten in N als Parameter auf.

§ 3. Singuläre Punkte der V, i-Kurve, Ionisierungsspannungen. — Fig. 1 zeigt typisch den Verlauf der V, i-Kurve. Es treten an ihr zwei Knickpunkte auf, der erste bei etwa 11 Volt Elektrodenspannung (zwischen negativem Fadenende und Anode), der zweite bei

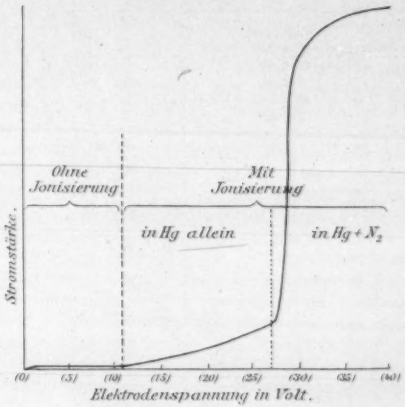


Fig. 1.

etwa 27 Volt. Sie werden durch ein plötzliches starkes Anwachsen der Stromstärke bedingt. Unterhalb von 11 Volt ist die Strömung rein unselbständig, darüber gemischt unselbständig. Bei dem ersten Knickpunkt beginnt die Ionisierung durch Stoss im Quecksilberdampf; bei dem zweiten erfolgt sie im Stickstoff.[1])

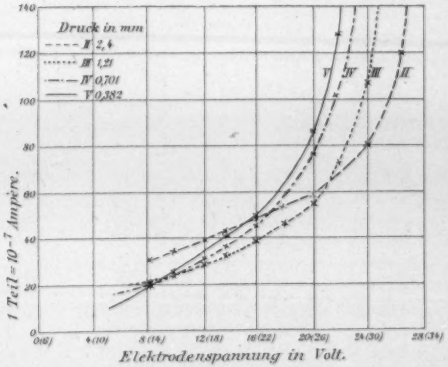


Fig. 2.

Die Stromstärken sind von 27 Volt an in der typischen Fig. 1 mehr als 100mal zu klein

1) Es ist möglich, dass Stickstoff durch Wasserstoffentwicklung aus der Kohle verunreinigt war.

gezeichnet, um eine Übersicht zu gewinnen und Raum zu sparen. Die Fig. 2, 3, 4 geben dagegen unveränderte Messungswerte wieder.

Wie aus Fig. 2 und 3 zu ersehen ist, rückt der erste Knickpunkt um so weiter nach links,

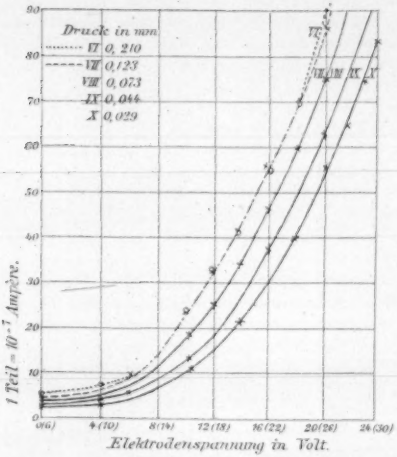


Fig. 3.

je kleiner p_{N_2}; sowie er aber den Abszissenwert (11) Volt erreicht hat, bleibt er auf diesem Werte stehen (Fig. 3). 11 Volt ist darum die Ionisierungsspannung der negativen Elektronionen für Quecksilberdampf.

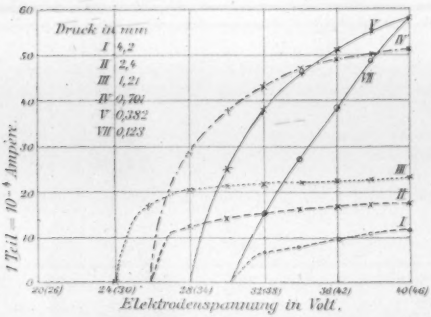


Fig. 4.

Wie aus Fig. 4 zu erkennen ist, rückt auch der zweite Knickpunkt mit sinkendem p_{N_2} nach links; sowie er aber den Abszissenwert (27) Volt erreicht hat, bleibt er auf diesem stehen, ja rückt bei weiter sinkendem Drucke infolge der unten besprochenen Wandwirkung sogar wieder nach rechts. Ungefähr 27 Volt ist darum die Ionisierungsspannung der negativen Elektronionen für Stickstoff (Wasserstoff?). Diese Zahl wurde auch unter anderen Versuchsbedingungen immer wieder gefunden.

Wie aus den Fig. 2 und 3 zu ersehen ist, nimmt die Stromstärke ohne Ionisierung durch Ionenstoss unterhalb (11) Volt Elektrodenspannung ab mit sinkendem Gasdruck. Dies hat darin seinen Grund, dass die Ionisierung des Gases an der glühenden Kathode durch die hohe Temperatur abnimmt mit sinkendem Gasdruck; es ist ja für diesen Fall $i = N_0$.

§ 4. Einfluss der festen Begrenzung auf Ionisierung und Stromstärke. — Wie ein Vergleich der Kurven I, II, III in Fig. 4 lehrt, nimmt die Stromstärke und somit die Ionisierung in dem steilen Teil der Kurven mit sinkendem Gasdruck zu. Dies erklärt sich daraus, dass zunächst das Verhältnis $k = \frac{r}{\lambda}$ gross ist, also fast alle Ionen N_0 zum Zusammenstoss mit Gasteilchen kommen, ehe sie die feste Begrenzung erreichen. Die Ionisierung ist dann um so kräftiger, je mehr Ionen von N_0 mit sinkendem Drucke die Ionisierungsspannung frei durchlaufen. In

$$i = N_0 [1 - N(p, k, V) \cdot P(p, T, V)]$$

nimmt sowohl P als auch N zu mit sinkendem p. Ist dagegen die Elektrodenspannung gleich der Ionisierungsspannung (27 Volt) geworden, hat also $k = \frac{r}{\lambda}$ den Wert 1 erreicht, so nimmt mit weiter sinkendem p zwar noch P zu, aber N wird nunmehr mit k rasch kleiner; in dem steilen Teile der Kurven IV, V, VII nimmt darum die Ionisierung und somit die Stromstärke i mit sinkendem Drucke wieder ab.

Über den nahezu horizontalen Teil der Kurven in Fig. 4 ist folgendes zu sagen. Solange V nicht ein mehrfaches der Ionisierungsspannung (27 Volt) ist, ionisiert 1 Ion von N_0 höchstens 1 Gasteilchen. N ist darum unter dieser Voraussetzung immer kleiner als 1. Kommen von den N_0 Ionen ν zum Zusammenstoss mit Gasteilchen, so werden von ihnen nur diejenigen ionisieren können, welche die Ionisierungsspannung frei durchlaufen haben; ihrer seien $\alpha \cdot \nu \cdot N_0$. Mit wachsender Elektrodenspannung wächst nun α und wird schliesslich nahezu gleich 1, während ν nahezu konstant bleibt. N strebt also mit wachsender Elektrodenspannung einem konstanten Werte zu, der mit sinkendem Gasdruck abnimmt. Gleichzeitig aber nimmt P rasch mit sinkendem Gasdruck zu und strebt ebenfalls einem konstanten Werte zu, der dann erreicht wäre, wenn sämmtliche positive Ionen frei ohne Zusammenstoss die Kathode erreichen würden. Wie N

und P einzeln, so erreicht auch ihr Produkt $N \cdot P$ und damit i mit steigender Elektrodenspannung einen nur wenig variablen Wert. Dieser ist um so grösser, je kleiner in dem Produkt $N \cdot P$ der Gasdruck p ist; er wird für eine um so kleinere Elektrodenspannung erreicht, je grösser p ist.

Ähnlich macht sich in demjenigen Teile der V,i-Kurve die Wandwirkung bemerkbar, in dem Ionisierung im Quecksilberdampf allein statthat. Wie die Kurven der Fig. 2 in ihrem steilen Teile zeigen, nimmt bei konstanter Elektrodenspannung die Stromstärke und somit die Ionisierung zunächst mit sinkendem Gasdruck zu aus leicht verständlichem Grunde. Bis zum Drucke 0,21 mm macht sich die Wandwirkung nicht bemerkbar. Von da ab nimmt indes, wie die Kurven der Fig. 3 lehren, die Ionisierung mit sinkendem Gasdruck ebenfalls ab. Der Grund ist der gleiche wie bei der Ionisierung in Hg.

§ 5. Sekundärer Glimmstrom. — Im selbständigen Glimmstrom schafft das elektrische Feld an der Kathode die negativen Elektronionen durch Vermittlung der positiven Ionen sich selbst. Von der Kathode weg durchlaufen die negativen Ionen zum grössten Teile den dunklen Kathodenraum frei und ionisieren in der negativen Glimmschicht das Gas durch ihren Stoss. Reicht die Anode bis an die negative Glimmschicht heran, so strömen die negativen Ionen aus dieser in sie ein, ohne weiter auf das Gas gewirkt zu haben. Haben die negativen Ionen von der Glimmschicht bis zur Anode noch eine längere Strecke im Gase unter dem Antrieb der elektrischen Kraft zurückzulegen, so erfolgt noch einmal Ionisierung durch den Stoss negativer Ionen im Gasinnern und zwar in der Form der positiven geschichteten oder ungeschichteten Lichtsäule.

Erzeugt man die negativen Elektronionen durch sekundäre Energiezufuhr an der Kathode, wählt den Elektrodenabstand und den Spannungsabfall genügend gross, so ionisieren die negativen Ionen auf ihrem Wege zur Anode ebenfalls das Gas; und ist die Stromdichte genügend gross, so dürfen wir auch in diesem Falle eine positive geschichtete oder ungeschichtete Lichtsäule erwarten.

In der That war in den obigen Messungen, sowie die Ionisierung in N_2 eingetreten war, positives Licht an der Anodenoberfläche zu beobachten. Da in diesen Messungen die Anode der Kathode in kleinem Abstand gegenübergestellt war, so war an jener immer nur der Anfang einer positiven Schicht wahrzunehmen. Wurde dagegen der Metallstift in das 4,5 mm weite Ansatzrohr zurückgezogen, so erschienen mehrere schön ausgebildete Schichten. So wurden einmal bei 58 Volt Elektrodenspannung 2 Schichten, bei noch grösserem Abstand und 300 Volt Elektrodenspannung 8 Schichten gezählt.

Dieser sekundäre unselbständige Glimmstrom unterscheidet sich gemäss der Herkunft der negativen Elektronionen an der Kathode von dem primären selbständigen Glimmstrom dadurch, dass sein Kathodenfall (Spannungsdifferenz zwischen erster positiver Schicht und Kathode) im Minimum nur der Ionisierungsspannung der negativen Elektronionen gleich sein muss, während derjenige des primären (Spannungsdifferenz zwischen Glimmschicht und Kathode) im Minimum gleich dem mehrere Hundert Volt betragenden normalen Kathodenfall (der Ionisierungsspannung der positiven Ionen) zu sein hat.

Bei kleiner Stromstärke, so bei der Ionisierung in Hg allein, besitzt die positive Lichtsäule des sekundären Glimmstroms eine zu kleine Lichtintensität, als dass sie mit dem Auge wahrgenommen werden könnte; vorhanden ist sie indessen auch in diesem Falle, vorausgesetzt, dass Ionisierung durch Stoss statthat.

§ 6. Theoretischer Grund für die Konstanz der Ionisierungsspannung und ihrer Unabhängigkeit von der Temperatur. — Das Elektron, das bei der Ionisierung vom neutralen Atom losgetrennt wird, haben wir uns innerhalb des neutralen Atomverbandes in Schwingungen begriffen zu denken. Die Summe aus potentieller und kinetischer Energie der Schwingung sei s_i. Je nachdem die aus der Schwingung resultierende Beschleunigung des loszutrennenden Elektrons der Beschleunigung gleich oder entgegengesetzt ist, welche das einfallende stossende Ion ihm erteilt, wird die Ionisierung durch die innere Schwingungsenergie unterstützt oder erschwert. Ist e_i die potentielle Ionenenergie (Energie des losgetrennten Elektrons in Bezug auf das positive Restatom), a_i die Ionisierungsarbeit, k ein Koeffizient (reziproker Wert des Wirkungsgrades der Ionisierung), so ist

$$a_i = k \cdot (e_i + s_i).$$

Entsprechend der ungeordneten Wärmebewegung ist nun s_i im allgemeinen von Atom zu Atom verschieden gross bei gegebener mittlerer absoluter Temperatur T; ausserdem nimmt es zu mit wachsender Temperatur. a_i muss dann praktisch sowohl in weiten Grenzen unabhängig sein von T, wie auch von Atom zu Atom desselben Gases gleichgross sein, wenn s_i (T) klein ist neben e_i. Dem ist nun in der That so. Es giebt zwei Thatsachen, welche schliessen lassen, dass bis zur Rotglut s_i sehr klein ist. Wäre nämlich s_i gross, auch nur von der Grössenordnung 1 Volt, so müsste bereits unterhalb der Rotglut lediglich infolge der vorhandenen Temperatur eine intensive elektro-

magnetische Ausstrahlung von dem negativen Elektron mit der Schwingungsenergie s_i eintreten. Dies ist aber bei den meisten Gasen und Dämpfen nicht der Fall; die Strahlung ist gering. Zweitens ist das Verhältnis k der spez. Wärme des nichtionisierten einatomigen Quecksilberdampfes genau so gross, wie es sich unter der Annahme berechnet, dass die innere Energie des Atoms sehr klein sei.

Andererseits ergiebt die Erfahrung, dass a_i beträchtlich ist. Da s_i sehr klein ist, so kann dies nur daher rühren, dass e_i gross ist. s_i kann deshalb wenigstens bis zur Temperatur der Rotglut neben e_i vernachlässigt werden. Aus theoretischen Gründen muss darum die Ionisierung eines Gases, genauer die Ionisierungsarbeit eines beliebigen Ionisators für ein Gas einen Schwellenwert besitzen und in weiten Grenzen unabhängig von der Temperatur sein.

Das Experiment hat für die Ionisierung durch Ionenstoss dieses zweifache Resultat (Schwellenwert der kinetischen Energie und Unabhängigkeit von der Temperatur) ergeben. Für die Ionisierung durch Röntgenstrahlen wurde von Perrin (Ann. chim. et phys. 11, 496, 1897) Unabhängigkeit von der Temperatur in den Grenzen -12^0 und $+145^0$ gefunden.

§ 7. Schwellenwert für die Lichterregung durch negative Elektronionen. — In dem Buche des Verfassers „Die Elektrizität in Gasen, Leipzig 1902" ist dargelegt, dass die elektromagnetische Strahlung in Gasen, die ihren Grund in der Beschleunigung negativer Elektronionen und diese selbst zum Träger hat, nicht identisch ist mit dem diskontinuierlichen Spektrum des Gases. Jene Strahlung, die beim Auftreffen freier negativer Elektronen auf Gasteilchen von den beschleunigten freien negativen Elektronen ausgeht, ist vielmehr von gleicher Art wie die Röntgenstrahlung. Da die Geschwindigkeiten der Elektronionen in der positiven Lichtsäule und in der negativen Glimmschicht kleiner sind als diejenigen der in Röntgenröhren benutzten Kathodenstrahlen, so ist die Stosszeit oder Dauer der Beschleunigung und damit die Länge der ausgesandten elektromagnetischen Welle grösser als diejenige der jenseits des Ultravioletts liegenden gewöhnlichen Röntgenstrahlen. Die von den Elektronionen ausgehende elektromagnetische Strahlung kann darum im sichtbaren Gebiet des Spektrums liegen; da ausserdem in dem Gase alle möglichen Stosszeiten negativer Elektronionen vorkommen, so ist das Spektrum ihrer Strahlung ein kontinuierliches. Unter diesem Gesichtspunkt liegt es nahe, das kontinuierliche Spektrum der Gase zuzueignen der Strahlung der negativen Elektronionen. Von diesem Leuchten, dessen Träger die freien negativen Elektronen sind, wird im folgenden nicht mehr die Rede sein, sondern vielmehr von dem diskontinuierlichen Spektrum, dessen Träger das neutrale Teilchen oder das positive Ion ist.

In dem erwähnten Buche ist von dem Verfasser dargelegt worden, dass in der positiven Lichtsäule und in der negativen Glimmschicht der Erreger der diskontinuierlichen Strahlung das schnelle negative Elektronion ist. Es wurde ferner dargelegt, dass, wenn vielleicht auch nicht das Banden-, so doch das Linienspektrum als Träger das positive Ion hat und bei der Ionisierung eines Atoms durch den Stoss eines negativen Elektronions erregt wird. Eine Konsequenz dieser Anschauung, die in dem erwähnten Buche nur nebenbei gezogen wurde, soll hier deutlich ausgesprochen werden. Wenn eine spezifische Art des elektrischen Leuchtens der Gase (Linienspektrum) bei der Ionisierung durch den Stoss negativer Elektronionen zustande kommt, so muss bei der Erregung dieses Leuchtens für die kinetische Energie der negativen Elektronionen ebenso ein Schwellenwert, ja der gleiche Schwellenwert (Ionisierungsspannnung) existieren wie bei der Ionisierung durch Stoss.

Als experimentelle Belege für diese Ansicht seien vorderhand folgende Thatsachen erwähnt. In dem oben untersuchten Falle gemischt unselbständiger Strömung tritt das elektrische Leuchten des Gases erst dann und genau dann auf, wenn die Ionisierung im Gase einsetzt. Und dann leuchtet das Gas nur in der Ionisierungspartie an der Anode, nicht in der Nähe der Kathode, wo zwar die Stromdichte ebenso gross ist, wo aber die negativen Ionen ihre Ionisierungsspannung noch nicht frei durchlaufen haben. In der Nähe der Kathode erhält man erst dann Leuchten, wenn man die Elektrodenspannung so weit erhöht, dass schon in kleinem Abstand von der Kathode die Ionisierungsspannung erreicht und somit Ionisierung ermöglicht wird.

Die dunklen Zwischenräume zwischen den leuchtenden Teilen der positiven Schichten leuchten nicht, obwohl in ihnen die negative Stromdichte ebenso gross und die Geschwindigkeit der Ionen nur wenig kleiner ist als in den leuchtenden Teilen. Aber nur eine geringe Steigerung der kinetischen Energie oder frei durchlaufenen Spannungsdifferenz bis zu dem Schwellenwert der Lichterregung und der Ionisierung befähigt die negativen Ionen nach Durchlaufen des dunklen Zwischenraumes, das Gas im Anfang der nächsten Schicht zu ionisieren und zum Leuchten zu erregen.

Nach der von dem Verfasser vertretenen

Ionenstosstheorie der geschichteten positiven Lichtsäule kann eine positive Schicht unterhalb eines Minimums der auf ihr liegenden Spannungsdifferenz nicht zustande kommen. Dieses Minimum muss gleich der Ionisierungsspannung der negativen Elektronionen für das betreffende Gas sein. In der vorliegenden Untersuchung betrug diese 27 Volt. Nach § 5 beanspruchten zwei positive Schichten 58 Volt.

In einem Gemisch zweier Gase wird bei allmählicher Steigerung des Spannungsabfalles zuerst das eine und dann erst das andere ionisiert. Demgemäss muss in dem Gemisch zuerst das Leuchten von demjenigen Gase oder Dampf auftreten, welches die kleinere Ionisierungsspannung besitzt. So zeigen in dem Gemisch von Wasserstoff und etwas Quecksilberdampf die der Kathode zugewandten Teile der positiven Schichten die Quecksilberlinien intensiver im Verhältnis zu den Wasserstofflinien als die mittleren Partien der leuchtenden Teile. Wird der Druck derjenigen Komponente des Gemisches, welche eine etwa doppelt kleinere Ionisierungsspannung besitzt, im Verhältnis zu demjenigen der anderen Komponente mit der grösseren Ionisierungsspannung so weit erhöht, dass intensive Stossionisierung in der ersten statthat, so sinkt der Spannungsabfall im Gemisch beträchtlich; gleichzeitig wird die Leuchtintensität der ersten gross, der zweiten klein. Dies hat beispielsweise in einer Mischung von Quecksilberdampf und Stickstoff oder Wasserstoff statt.

Göttingen, 10. November 1903.

(Eingegangen 16. November 1903.)

Versuche über den Glimmstrom bei Atmosphärendruck.

Von W. Kaufmann.

Die folgenden Versuche über den Glimmstrom bei Atmosphärendruck bilden eine Wiederholung eines Teiles der von Herrn Stark in dieser Zeitschrift **4**, 535, 1903 veröffentlichten Messungen, und zwar unter Benutzung von Elektroden, die mit den von Herrn Stark benutzten genau identisch sind.

Ich sah mich zu dieser Wiederholung durch die neue Mitteilung von Herrn Stark veranlasst (diese Zeitschrift **4**, 715, 1903), in der er die Richtigkeit des von mir angezweifelten (diese Zeitschrift **4**, 578, 1903) Kurvenverlaufs für kleine Elektrodenabstände theoretisch zu erweisen sucht. Da mir die Grundlagen der von Herrn Stark entwickelten theoretischen Anschauungen doch noch nicht genügend sicher erschienen, um mit ihrer Hilfe die zwischen seinen und meinen Versuchen bestehenden Unterschiede erklären zu können, so habe ich die Starkschen Versuche, soweit zu einer Entscheidung nötig, wiederholt.

Die Elektroden waren in U-Form gebogene Platindrähte von 0,5 mm Durchmesser und 60 mm Länge, also fast identisch mit den von Herrn Stark benutzten (von 0,49 mm Durchmesser).

Bei den Messungen wurden die Elektroden nach Einleitung des Stromes durch Berührung zuerst zu grösserer Entfernung auseinandergeschraubt und dann bei konstant gehaltener Stromstärke allmählich bis zur Berührung genähert. Die eingetretene Berührung macht sich in einem eingeschalteten Telephon durch ein raschelndes Geräusch bemerkbar. Das früher angewandte umgekehrte Verfahren, das auch Herr Stark benutzte (diese Zeitschrift **4**, 605, 1903), nämlich die Messungen bei wachsendem Elektrodenabstand auszuführen, führt bei sich stark erwärmenden Elektroden zu Störungen infolge der Wärmeausdehnung; durch diese werden die eben getrennten Elektroden sofort wieder zur Berührung gebracht, so dass eine scharfe Bestimmung des Nullpunktes unmöglich wird. (Es können bei vorsichtigem Auseinanderschrauben durch die abwechselnde Erwärmung bei der Trennung und sofortige Wiederabkühlung bei der durch die Ausdehnung bewirkten Berührung richtige Unterbrecherwirkungen auftreten, die sich durch ein singendes Geräusch im Telephon und durch ziemlich regelmässige Intermittenzen des Glimmlichtes bei Betrachtung im rotierenden Spiegel bemerkbar machen.)

Die erste Spalte der beiden folgenden Tabellen enthält den Elektrodenabstand in Trommelteilen der Mikrometerschraube, von denen 150 auf ein mm kommen. Die zweite Spalte enthält die zugehörigen Spannungen in Volt und die dritte die bei derselben Stromstärke von Herrn Stark gefundenen Zahlen.

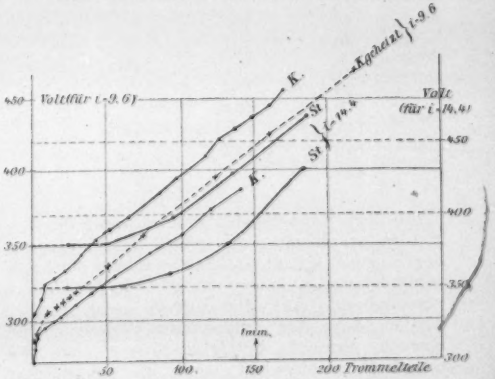


Tabelle I ($i = 9{,}6$ Milliamp.).

L	V (beob. K.)	V (beob. St.)
0	302	
2	306	
7	312	
12	324	
17	327	
22	332	
22,5		350
32	341	
42	352	
45		350
52	357	
62	366	
82	382	
90		365
92	392	
112	408	
122	420	
132	427	
135		395
142	436	
152	442	
162	451	
180		435

Tabelle II ($i = 14{,}4$ Milliamp.)

L	V (beob. K.)	V (beob. St.)
0	302	
1	302	
2	309	
4	318	
9	323	
14	327	
19	332	
22,5		350
29	339	
39	346	
45		350
59	360	
79	373	
90		360
99	386	
119	401	
135		380
139	418	
180		400

In den umstehenden Kurven sind die Resultate graphisch dargestellt. (Die Ordinaten der Kurven für 14,4 Milliampère sind der leichteren Übersicht halber um 30 Volt nach unten verschoben.) Aus den Kurven geht deutlich hervor, dass der anfängliche Verlauf meiner Kurven ziemlich beträchtlich von dem der Starkschen abweicht, und im wesentlichen übereinstimmt mit dem von mir für stark gekühlte Kupferelektroden erhaltenen.

Um aber noch weiteren Aufschluss über den von Herrn Stark theoretisch abgeleiteten Einfluss der Kathodentemperatur auf den Potentialverlauf zu erhalten, habe ich noch einige Messungen mit künstlich erwärmter Kathode gemacht. Zu diesem Zwecke wurde durch die Kathode ein Hilfsstrom von 12 Ampère geschickt, der sie bereits vor Einschaltung des Glimmstroms auf helle Gelbglut erhitzte.[1]) Die Wirkung besteht, wie aus der gestrichelten Kurve hervorgeht, im wesentlichen in einer Herabsetzung des Elektrodengefälles um etwa 20 Volt, und einer sehr geringen Verminderung der Steilheit der Kurve, d. h. des Wertes von dV/dL. Eine Beeinflussung des Anfangsverlaufes in dem von Herrn Stark theoretisch postulierten Sinne ist auch jetzt nicht zu bemerken.

Berechnet man aus den annähernd geradlinigen Stücken der Kurven für ungeheizte Kathode dV/dL, so ergiebt sich gute Übereinstimmung mit den aus den geradlinigen Teilen der Starkschen Kurven resultierenden Werten. Diese Kurven laufen also in ihrem weiteren Verlaufe den meinen parallel, liegen jedoch beträchtlich tiefer.

Bonn, 21. Dezember 1903.

1) Eine bloss die vordere Biegung freilassende Asbestunterlage schützte hierbei den in der Hitze weich werdenden Draht vor Verbiegungen.

(Eingegangen 23. Dezember 1903.)

Versuche über die störenden Wirkungen der S-Strahlen bei der Radiographie.

Von Friedrich Dessauer und B. Wiesner.

Es war bis jetzt unmöglich, das Becken eines Erwachsenen mit dem Fluoreszenzschirm so zu durchleuchten, dass eine Kontur der Knochen zu sehen war. Bei radiographischer Aufnahme kamen zwar Projektionen der Knochen zustande. Doch waren diese fast immer — ausser bei ganz besonders günstigen Objekten — unscharf, die Platte selbst schleirig.

Um die Ursachen zu suchen und zugleich eine Methode zur Beseitigung dieser Störung zu finden, gingen wir von den nachstehend angegebenen Gesichtspunkten und Versuchen aus und gelangten zu einem physikalisch nicht uninteressanten Resultat.

Röntgen selbst machte die Beobachtung der starken diffusen Reflexion, welche die X-Strahlen in allen Körpern erleiden. Walter nannte die diffusen Strahlen u. W. zuerst Sekundär- oder S-Strahlen. Wir wissen jetzt auch, dass diese diffuse Reflexion mit der zunehmenden Pene-

trationsfähigkeit der X-Strahlen rasch wächst. In den verschiedenen Stoffen ist sie verschieden. Ein Zusammenhang der Sekundärstrahlenbildung mit den allgemeinen Eigenschaften der Stoffe, in denen sie entstehen, ist bis jetzt noch nicht ermittelt. Zahlreiche Beobachtungen ergaben, dass sie in wasserhaltigen, feuchten, fettreichen Schichten sehr bedeutend, in Metallen, speziell im Blei, geringer sei. Dies Resultat ist medizinisch sehr wichtig, denn es erklärt die Schwierigkeit der Aufnahme und Durchleuchtung fettreicher Körperteile und frischer Frakturen mit starken Blutergüssen.

Diese S-Strahlen, die gleichfalls Fluoreszenzwirkungen und chemische Wirkungen hervorbringen, nahmen wir als Hindernis bei der Beckendurchleuchtung und als Ursache des Schleiers bei der Aufnahme an.

Es handelt sich demgemäss darum, diese Strahlen von den X-Strahlen zu trennen und sie, da sie unter allen Umständen auftreten, gewissermassen abzufiltrieren.

Zu diesem Zwecke mussten wir die Entstehung der S-Strahlen beherrschen, sie zwangsweise entstehen lassen. —

Eine kräftige Bleifolie, zur Verstärkung auf eine Holzplatte befestigt, besitzt einen kreisrunden Ausschnitt, an dem ein starkwandiges Metallrohr angesetzt ist. (Fig. 1.)

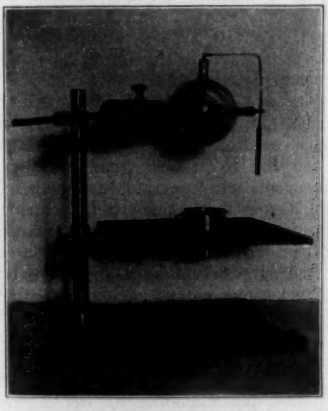


Fig. 1.

Lässt man nun eine darüber angeordnete Röhre leuchten, so fallen Röntgenstrahlen in die Rohröffnung. Während nun ein Teil dieser X-Strahlen sich geradlinig bis zum anderen Rohrende fortpflanzt, trifft der andere Teil gegen die Wandung des Rohres.

Die so in der Rohrwand entstehenden Sekundärstrahlen treten um so reichlicher auf, je näher der Teil der Rohrwand der X-Strahlenquelle liegt. Und zwar entspricht die Abnahme der auftretenden X-Strahlen von Zone zu Zone dem wachsenden Wert des $tg\,\alpha$, wobei α den Winkel bedeutet, den der auftreffende Strahl mit der senkrechten bildet, die vom Strahlenausgangspunkte auf die verlängert gedachte Rohrwand gefällt ist.

Die Menge der auftreffenden Strahlen auf die n^{te} Längeneinheit der Rohrwand würde demnach gegeben sein durch die Grösse des auf sie treffenden Winkels $x\,(\Delta\alpha)$, wobei auf den Centriwinkel $\Delta\alpha$ jedesmal die Einheit der ausfallenden Strahlen (Strahlendichte) kommt. Die gegebene Strecke selbst ist die Differenz zweier tg-Werte, wodurch sich also die Abnahme der im Innern des Rohres auftreffenden, diffus reflektierten X-Strahlen mit der Entfernung vom Strahlenausgangspunkte von Strecke zu Strecke verfolgen lässt.

Die Sekundärstrahlen werden demnach in einer gegen das Rohrende gemäss dem wachsenden Tangenswerte immer grösseren Verminderung erzeugt und strahlen äusserst diffus und divergent nach allen Seiten, die Bahn der primären X-Strahlen kreuzend, im Innern des Rohres.

Hält man in einiger Entfernung (ca. 5 bis 10 cm) vom unteren Rohrende einen Fluoreszenzschirm, so entsteht auf demselben ein scharf begrenzter kreisförmiger Fluoreszenzfleck, der in der Hauptsache von den primären, geradlinig verlaufenden X-Strahlen herrührt, wie man aus seiner Grösse schliessen kann. Dieser Kreis ist umgeben von einem schwächer, aber auch noch ausgeprägt fluoreszierenden Ring, dessen Aussenkonturen nicht scharf, sondern allmählich auslaufend sind.

Dieser Ring wird von S-Strahlen gebildet, die gemäss ihrer sehr grossen Diversionstendenz nach ihrem Austritt aus dem Rohr stark seitlich — förmlich wie ein Wirbel austreten.

Macht man mittels eines solchen Rohres eine Aufnahme eines kräftigen Objektes — z. B. eines Abdomens, wobei man dem Objekte das Rohr etwas in den Bauch drücken kann, so bekommt man ein ziemlich verschleiertes Bild, das zwar Einzelheiten noch eben erkennen lässt, bei dem man aber deutlich wahrnimmt, dass nicht nur primäre X-Strahlen, sondern auch S-Strahlen bei der Ausscheidung des Silbers beteiligt waren.

Man kann noch aus anderen ähnlichen Versuchen feststellen, dass diese S-Strahlen eine ausserordentliche Tendenz besitzen, seitlich aus dem Strahlenwege zu entweichen und ganz ausserordentlich diffus zu verlaufen. Photographiert man Bleistückchen, indem man sie über einer an Stelle des Leuchtschirmes gelegten photographischen Platte anordnet, so bekommt man, je nach der Grösse des Abstandes

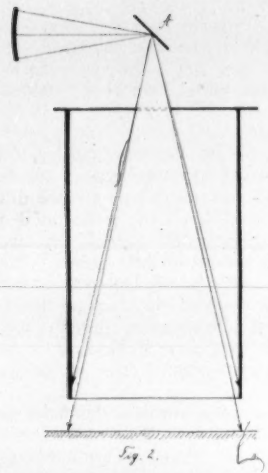


Fig. 2.

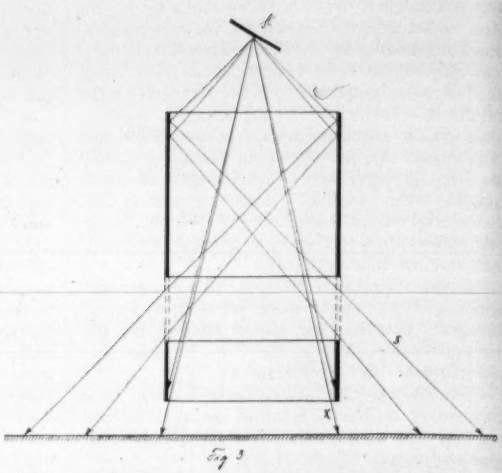


Fig. 3

von letzterer, Bilder, die Schlüsse über den diffusen Verlauf der S-Strahlen zulassen.

Die Einschaltung eines Metallrohres in den Strahlenweg ist also wegen der darin entstehenden Sekundärwirkung — obwohl von einem Arzte seinerzeit empfohlen — für die Röntgenaufnahme nicht sehr geeignet. (Fig. 2.) Andererseits ist es günstig, das Objekt durch eine ähnliche Vorrichtung bei der Aufnahme künstlich dünner zu machen, zu komprimieren.

Dass in dem erwähnten Falle der Betreffende, ohne wohl den Grund zu wissen, ein Diaphragma mit engem Ausschnitt auf das Rohr legt, dass die Bildung von S-Strahlen im oberen Rohrteile wieder reduziert wurde, veranlasste die gute Brauchbarkeit einer solchen Kompressionsmethode, hebt die Wirkung des Rohres als solchen aber auf.

Beobachtet man die Wirkung der Sekundärstrahlen auf dem Leuchtschirm in Bezug auf die verwendete Rohrlänge, so ergiebt sich ein Verhältnis beider. Je länger das verwendete Rohr und je näher es dem Ausgangspunkte der X-Strahlen ist, desto reichlicher treten die S-Strahlen auf.

Benutzt man (Skizze 3) ein Rohr, das aus 2 Teilen besteht, so dass ein freier Ring zwischen den beiden bleibt, so treten die Sekundärstrahlen gemäss ihrer grossen, mehrfach erwähnten Divergenz grösstenteils seitlich aus dem Ringe heraus, während die geradlinig verlaufenden, primären X-Strahlen im Rohrinnern bleiben. Man hat damit einen Strahlenfilter, der in einer für die Praxis genügenden Weise X-Strahlen und S-Strahlen voneinander trennt.

Versuch 1. Die Wirkung der Anordnung auf dem Leuchtschirm beobachtet, ergiebt das in Figur 3 dargestellte Bild. Ein sehr ausgeprägter, scharf umgrenzter Fluoreszenzfleck ist von einer dunkleren Zone umgeben. Um diese legt sich gleich einem Saturnring der Reif der S-Strahlenwirkung. Beide Strahlenarten sind also jetzt getrennt. Ist der untere Ringteil sehr kurz oder konisch, mit erweitertem Durchmesser nach unten, so dass kein Aufprallen von Strahlen mehr stattfindet, keine Sekundärwirkung sich mehr einstellt, so scheiden die S-Strahlen fast völlig aus dem inneren Fluoreszenzkerne aus. Man hat hier thatsächlich es fast nur mit X-Strahlen zu thun, während die äussere Leuchtzone nur von S-Strahlen gebildet wird. Die mit einem solchen Apparate gewonnenen Bilder sind im Kerne fast schleierfrei, Schleier kann nur insofern entstehen, als Sekundärstrahlen im Körper des Patienten, auf den der untere Ring fest aufgepresst wird, selbst entstehen. Man gewinnt mit einem solchen Apparate z. B. von der Wirbelsäule des lebenden Individuums Bilder, die in ihrer Klarheit und Detailzeichnung (man sieht sogar die Knochenfäserchen mit Struktur) aussehen wie Präparate. Ebenso lassen sich Steine der Gallenwege, der Niere, der Blase mit X-Strahlen feststellen etc. Die radiographische Methode ist dadurch viel weiter gebracht.

Versuch 2. Indem man mehrere solcher Filter übereinander in gleichen Abstufungen anordnet, kann man die Wirkung der Sekundärstrahlen in den einzelnen Zonen des Rohres sowohl mit dem Leuchtschirm, als auch genauer mit der photographischen Platte kontrollieren und auch die primären X-Strahlen reiner gewinnen.

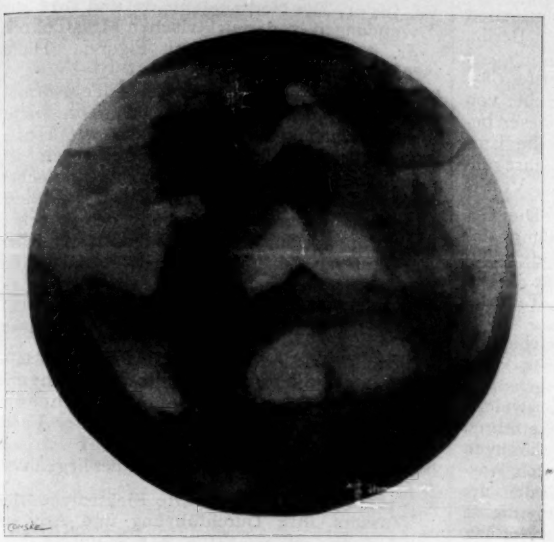


Fig. 4.

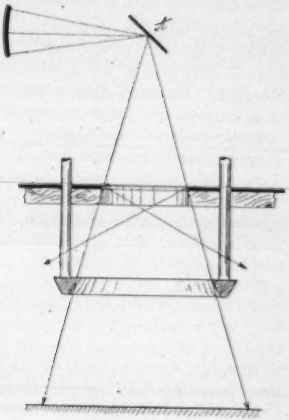


Fig. 5.

Auf Grund dieser Versuche konstruierten wir unsere Blendenapparate (Fig. 5), von denen die Abbildung genauere Anhaltspunkte giebt.

Eingehender ist über die Versuche in der Kurellaschen Zeitschrift für Elektrotherapie (Berlin, Vogel & Kreienbrink)[1]) berichtet.

Ein beigefügtes Röntgenbild (Fig. 4), ein sehr mangelhafter Abglanz des Originalbildes, die untersten Lendenwirbel eines lebenden erwachsenen, sehr kräftigen Menschen darstellend, mag einen Anhaltspunkt dafür geben, in welchem Masse die ganze Architektur der Wirbelsäule so darstellbar ist. Das Verfahren ist übrigens seit Jahresfrist nach unseren Angaben in nahezu hundert Kliniken eingeführt worden.

1) Jahrgang 1902, Heft 11 und 12.

(Eingegangen am 26. November 1903.)

BESPRECHUNGEN.

Elektrochemische Litteratur.

Mit der Einführung in die Grundlagen der Elektrochemie befasst sich eine Reihe von neu erschienenen Werken. Sie mögen hier kurz charakterisiert sein, um demjenigen, welcher das Bedürfnis empfindet, sich mit der Theorie der Lösungen und ihren Konsequenzen, insbesondere denen auf technischem Gebiete, zu beschäftigen, die Wahl der Hilfsmittel zu erleichtern.

P. Gerdes, Einführung in die Elektrochemie. Nach der elektrolytischen Dissoziationstheorie bearbeitet. gr. 8. VIII u. 123 S. mit 48 Abbildungen. Halle, W. Knapp. 1902. M. 4,—,

giebt eine kurze, für die Leser dieser Zeitschrift wohl zu elementar gehaltene Übersicht über das Gebiet. Ein grösseres Mass von physikalischen und chemischen Kenntnissen setzt voraus:

P. Ferchland, Grundriss der reinen und angewandten Elektrochemie. gr. 8. VII u. 271 S. mit 59 Figuren. Halle, W. Knapp. 1903. M. 5,—.

Der theoretische Teil ist mit didaktischem Geschick geordnet und bietet eine gute Grundlage für weitere Studien, die freilich an der Hand des Buches durch Anführung von Citaten hätten erleichtert werden können. Dass bei der Auswahl technischer Beispiele die organische Chemie unbeachtet geblieben ist — was dem Chemiker als Mangel erscheint — dürfte an dieser Stelle dem Buche eher zur Empfehlung gereichen.

M. Poloff, Die Theorie der elektrolytischen Dissoziation. gr. 8. IV u. 84 S. Berlin, J. Springer. 1902. M. 2,—,
verfolgt ähnliche Zwecke, wie die neulich (4, 685, 1903) besprochene gleichnamige Schrift von Abegg. Sie unterscheidet sich von dieser besonders dadurch, dass sie die historische Entwickelung des Gegenstandes in sehr anregender Weise in den Vordergrund rückt. Von

W. Borchers, Elektro-Metallurgie. Die Gewinnung der Metalle unter Vermittlung des elektrischen Stromes. 3. verm. und völlig umgearbeitete Aufllage. 1. Abth. gr. 8. IV u. 288 S. mit 169 Abbildungen Leipzig, S. Hirzel. 1902. M. 9,—,
ist der erste Teil der dritten Auflage erschienen. Der Verfasser hat das bleibende Verdienst, das erste brauchbare Werk über seinen Gegenstand geliefert zu haben. Auf Änderungen, welche das bekannte Buch in der Neuauflage erfahren hat, wird nach dem Abschluss zurückzukommen sein.[1]) Hier mögen nur die interessanten Ausführungen hervorgehoben sein, welche der um die Elektrometallurgie des Kupfers sehr verdiente Dr. E. Wohlwill zu dem Buche beigesteuert hat.

Von der gewaltigen Arbeit, welche auf dem Gebiete der Elektrochemie geleistet wird, giebt das

Jahrbuch der Elektrochemie. Bericht über die Fortschritte des Jahres 1901. Unter Mitwirkung von P. Askenasy, W. Borchers, K. Elbs u. a. herausgegeben von H. Danneel. 8. Jahrgang. gr. 8. IX u. 725 S. mit Abbildungen. Halle, W. Knapp. 1902. M. 24,—
Kunde. Es seien hier besonders die vorzüglichen Referate im wissenschaftlichen Teil hervorgehoben, welche der frühere Mitarbeiter und jetzige Herausgeber des Jahrbuches, Heinrich Danneel, geliefert hat. Seine langjährige Thätigkeit an diesem Jahrbuch befähigte den Verfasser vor anderen zu der Aufgabe, zu dem grossen im Erscheinen begriffenen **Handbuch der Elektrochemie** den umfangreichsten Beitrag zu liefern:

H. Danneel, Spezielle Elektrochemie. gr. 8. 1. u. 2. Lieferung S. 1—160. Halle, W. Knapp. 1903. M. 6,—.

Von dem auf vierzehn Lieferungen berechneten Werke bringt die vorliegende erste Lieferung ausführlich Wasserstoff, Wasser, Salzsäure und Schwefelsäure. Die ausserordentliche Reichhaltigkeit der Litteraturangaben wird das Werk für elektrochemische Arbeiten unentbehrlich machen. Auf den Inhalt soll nach dem Erscheinen weiterer Lieferungen näher eingegangen werden. Besonderes Interesse für den Physiker bietet

W. Jäger, Die Normalelemente und ihre Anwendungen in der elektrischen Messtechnik. gr. 8. VIII u. 131 S. mit Figuren. Halle, W. Knapp. 1902. M. 6,—.

Die Darlegung der Theorie der Normalelemente, welche der Verfasser giebt, bietet etwa in ähnlicher Weise wie das von Dolezalek beim Bleiakkumulator geschehen ist, gleichsam einen Studiengang der theoretischen Elektrochemie an einem speziellen Beispiele. Die dann folgende Besprechung der verschiedenen Normalelemente ergänzt die theoretischen Ausführungen des ersten Teiles durch eine grosse Zahl elektrochemischer Thatsachen. Der letzte Teil bringt ausführliche Angaben über die Eichung und die Anwendung der Normalelemente.

Endlich sind im Verlage von W. Knapp-Halle **Monographien über angewandte Elektrochemie** (unter Mitwirkung von E. Abel, E. G. Acheson, P. Askenasy, H. Becker und anderer Fachgenossen herausgegeben von Victor Engelhardt) im Erscheinen begriffen. Bisher liegen vor:

I. Victor Engelhardt, Die Elektrolyse des Wassers, ihre Durchführung und Anwendung. gr. 8. XII u. 117 S. mit 90 Fig. und 15 Tabellen im Text. 1902. M. 5,—.

Es werden die Verfahren zur Gewinnung von Wasserstoff und Sauerstoff auf elektrolytischem Wege besprochen. Die theoretische Elektrochemie hat sich gerade in letzter Zeit mit diesem Gegenstande vielfach beschäftigt, nachdem der merkwürdige spezifische Einfluss erkannt worden war, welchen die verschiedenen Metalle als Elektrodenmaterial auf die Gasentwickelung ausüben, indem je nach dem Elektrodenmaterial Wasserstoff und Sauerstoff sich bei verschiedenen Spannungen gasförmig entwickeln. Technisch wird das Verfahren der elektrolytischen Wasserzersetzung unter anderem auch durch das Bedürfnis der Luftschiffahrt nach reinem Wasserstoff zur Ballonfüllung wichtig.

II. Adolphe Minet, Die Gewinnung des Aluminiums und dessen Bedeutung für Handel und Industrie übersetzt von E. Abel. VII u. 129 S. mit 57 Fig. und 15 Tabellen im Text. 1902. M. 7,—.

Das Buch enthält einige fehlerhafte Berechnungen, ist aber von Interesse durch die historische Darstellung von der Entwickelung der Aluminiumindustrie.

III. Max Le Blanc, Die Darstellung des Chroms und seiner Verbindungen mit Hilfe des elektrischen Stromes. VII u. 129 S. M. 6,—.

Die Elektrolyse hat hier besondere Bedeutung dadurch erlangt, dass sie ein einfaches Hilfsmittel gewährt zur Regeneration der Chromsäure aus ihren Oxydulverbindungen — die bei

1) Die 2. Abteilung ist inzwischen erschienen. Vergl. die Besprechung in dieser Zeitschrift **4**, 859. 1903.

Benutzung der Chromsäure als Oxydationsmittel entstehen.

V. W. Pfannhauser, Die Herstellung von Metallgegenständen auf elektrolytischem Wege und die Elektrogravüre. XII u. 146 S. mit 101 Abbildungen. 1903. M. 7,—.

Hervorzuheben wäre hier die interessante Technik der Herstellung von Parabolspiegeln auf elektrolytischem Wege, wodurch die kostspieligen Manipulationen bei der Erzeugung genau parabolisch ausgeschliffener Spiegel umgangen werden. Coehn.

(Eingangen 31. Oktober 1903.)

L. Rellstab, Das Fernsprechwesen. Sammlung Göschen, Nr. 155. 12. 127 S. mit 47 Fig. u. 1 Tafel. Leipzig, G. J. Göschen. 1902. M. —,80.

Das vorliegende Büchlein bezweckt, in gedrängter Kürze über die Grundlagen und technischen Hilfsmittel des Fernsprechwesens in möglichst elementarer Weise zu berichten. Alle mathematischen Auseinandersetzungen sind vermieden und als Erläuterung für kompliziertere elektrische Erscheinungen ist in glücklicher Weise auf mechanische Analogien zurückgegriffen. Zur Orientierung über das Fernsprechwesen und die damit verknüpften Probleme kann das kleine Werkchen jedem Interessenten warm empfohlen werden. Emil Bose.

(Eingegangen 19. November 1903.)

Gustav Bauer, Vorlesungen über Algebra. Herausgegeben vom mathematischen Verein München. gr. 8. VI u. 376 S. mit dem Bildnis Gustav Bauers und 11 Figuren. Leipzig, B. G. Teubner. 1903. Gebunden M. 13,—.

Das Buch giebt die Vorlesungen, welche Herr Bauer seit 1870 an der Universität München über Algebra gehalten hat. Sein Hauptwert beruht in den Entwicklungen der sogen. „klassischen" Algebra (Lagrange, Bezon, Gauss), welche in den neueren Lehrbüchern in der Regel hinter den modernen Problemen zurücktreten, hier aber ausführlich gegeben werden. Besonders erscheinen in dieser Hinsicht die Abschnitte über symmetrische Funktionen (S. 41—58) und Elimination (S. 59—86 und S. 304—330) bemerkenswert. Bauer begnügt sich hier nicht mit den theoretischen Resultaten sondern er legt Gewicht auf Angabe von Vorschriften, um die Rechnungen möglichst übersichtlich und elegant zu gestalten, auch zeigt er in jedem Falle die Anwendung der gegebenen Methoden an Beispielen. So sind die Entwicklungen über Elimination zwar theoretisch unvollständig, indem prinzipiell allgemeine Resultate (Bezonsches Theorem) nur für spezielle Fälle bewiesen und ausgesprochen werden, dagegen praktisch, als Anleitung zur Rechnung in konkreten Fällen, von entschiedenem Werte.

Eine ausführliche und übersichtliche Behandlung hat insbesondere die numerische Auflösung der Gleichungen gefunden (Kap. XX—XXIV, S. 200—256). Hier erweisen sich vor allem die zahlreichen Beispiele als nützlich. In den ersten Kapiteln (XX—XXI) wird die Abschätzung und Eingrenzung der Wurzeln behandelt (Budan-Fouriersches Theorem, Sturmscher Satz), Kap. XXII bringt dann die Newtonsche Näherungsmethode und Kap. XXIV die Methode von Graeffe. Diese zeichnet sich vor allen übrigen Annäherungsmethoden durch die Sicherheit ihrer Anwendung aus — sie kann nicht versagen, wie die Newtonsche — und wird daher mit grosser Ausführlichkeit besprochen und an Beispielen erläutert: die Beispiele beziehen sich auch auf die komplizierteren Fälle der Berechnung imaginärer Wurzeln.

Erhebliche Lücken und Mängel dagegen weist das Buch in denjenigen Gebieten auf, welche besonders in neuerer Zeit wesentlich gefördert und weitergebildet worden sind. Z. B. ist der Beweis für den Fundamentalsatz der Algebra upstreng (S. 23). Die Darstellung der Galoisschen Theorie in Kap. XVI ist unvollständig und giebt keinen Begriff von der Bedeutung und Stellung dieser Theorie. Insbesondere aber wird der Anfänger Kap. XV (Unmöglichkeit der algebraischen Auflösung der allgemeinen Gleichung 5. Grades) bei der Lektüre am besten gänzlich weglassen.

Die Bauerschen Vorlesungen richten sich also nicht eigentlich an einen Mathematiker, welcher sich in die heutige Auffassung der Algebra einzuarbeiten wünscht; dagegen kann das Buch Studierenden eine gute elementare Einleitung geben und eignet sich besonders als Nachschlagebuch für solche, die für bestimmte Zwecke der Anwendung eine kurze Orientierung (z. B. über numerische Auflösung) suchen.

Otto Blumenthal.

(Eingegangen 22. November 1903.)

Ad. Wernicke, Lehrbuch der Mechanik in elementarer Darstellung, mit Anwendungen und Übungen aus den Gebieten der Physik und Mechanik. 1. Theil: Mechanik fester Körper von Alex. Wernicke, 4. völlig umgearbeitete Auflage. 3. Abt. Statik und Kinetik elastisch-fester Körper (Lehre von der Elastizität und Festigkeit). gr. 8. XI u. 825 S. m. Abb. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn. 1903. M. 10,—.

Die vierte Auflage dieses in der technischen Praxis verbreiteten Werkes umfasst in der vorliegenden 3. Abteilung der Mechanik fester

Körper die Festigkeitslehre mit ihren Anwendungen auf Fachwerke und Maschinenteile, sowie die Theorie des Erddruckes. Schon in der Anordnung des Stoffes zeigt sich die grosse Lehrerfahrung des Verfassers, der von den einfachsten Thatsachen ausgehend den Leser bis zu den höheren Teilen der Theorie führt. Die Darstellung ist, ohne ermüdend zu wirken, überall sehr ausführlich, offenbar mit Rücksicht auf vorwiegend elementar vorgebildete Leser, denen darum auch nur selten Entwickelungen mit Hilfe der Infinitesimalrechnung zugemutet werden. Wenn trotzdem der Verfasser in der Behandlung so weit gelangt, so ist dies neben seiner klaren Ausdrucksweise vornehmlich dem reichhaltigen und sauber ausgeführten Figurenmaterial zu danken, welches den Text aufs wirksamste unterstützt und das Werk zum Selbststudium besonders geeignet erscheinen lässt. Für den Unterricht an technischen Mittelschulen dürfte das Buch allerdings etwas zu unhandlich sein, während andererseits der Hochschullehrer es vorziehen dürfte, von der mathematischen Analyse schon der Kürze halber einen weitergehenden Gebrauch zu machen, als es hier geschieht. Der Verfasser schreckt übrigens darum vor schwierigeren Kapiteln durchaus nicht zurück; behandelt z. B. ziemlich ausführlich die Sätze von Maxwell und Castigliano über die Formänderungsarbeit, von denen dann u. a. in der Theorie der Biegung krummer Stäbe ein sehr zweckmässiger Gebrauch gemacht wird. In diesem Abschnitte, wie auch in der Fachwerkstheorie tritt deutlich der Einfluss der bekannten Vorlesungen Foeppls über technische Mechanik hervor, deren gelungenste Bände II und III (graphische Statik und Festigkeitslehre) auch öfters vom Verfasser citiert werden.

Das Kapitel über die „Kinetik elastisch fester Körper", steht dagegen in Vergleich zu den statischen Abschnitten des Werkes nicht ganz auf der Höhe. Nach einigen Bemerkungen über die Spannungen in bewegten elastischen Körpern, wobei die so ungemein wichtigen Schwingungs- und Resonanzerscheinungen aber nicht berührt werden, bespricht der Verfasser ausführlich die Lehre vom Stoss in althergebrachter Weise und geht dann zum Energieprinzip über, welches in bunter Folge durch physikalische und technische Beispiele beleuchtet wird. In diese Ausführungen sind auch einige kinematische Beobachtungen in Anschluss an Reuleaux eingeflochten, welche dem Referenten hier nicht recht am Platze zu sein scheinen.

Immerhin betreffen diese Ausstellungen nur einen kleinen Teil des Werkes, welches im ganzen einen vorzüglichen Überblick über den derzeitigen Stand der Statik elastisch fester fester Körper gewährt und darum jedem Lehrer und Studierenden der Technik, Mathematik und Physik warm empfohlen werden kann.

H. Lorenz.

(Eingegangen 17. November 1903.)

Briefkasten.

An die Redaktion der Physik. Zeitschrift.

Jahrg. 4, 258—261, 1903, Ihres geschätzten Journals befindet sich die Abhandlung des Herrn J. Kossonogoff, in der die Möglichkeit erörtert wird, die Färbung der Lepidopteren-Flügel durch die Erscheinungen der optischen Resonanz zu erklären, und in der im höchsten Grade interessante Zahlenangaben angeführt werden.

Trotzdem erlaube ich mir darauf hinzuweisen, dass der verehrte Autor (auf S. 260) bei der Beantwortung der Frage über die Natur der von ihm studierten Körnerchen der Schmetterlingsschuppen leider in folgenden bedauerlichen Fehler verfällt. Er sagt nämlich, dass er die Flügel (Papilio machaon, Callimorpha dominula, Vanessa cardui) 96 Stunden lang in Alkohol, Xylol und darauf in 3proz. Wasserstoffsuperoxydlösung geweicht habe und nach allen diesen Manipulationen keine Veränderung in der Färbung der Flügel habe wahrnehmen können. Hieraus folgert der Autor, dass die Körner, gleichwie die Schuppen selbst, wahrscheinlich aus Chitin bestehen.

Aus diesen Versuchen und Folgerungen ist aber ersichtlich, dass der Autor leider mit der Frage von den Pigmenten der Lepidopterenflügel im Sinne der physiologischen Chemie und mit der diesbezüglichen bereits recht beträchtlichen Litteratur gänzlich unbekannt ist. Eine Extrahierung oder Veränderung dieser, Derivate der Harnsäure darstellenden Pigmente war mit den verwendeten Reaktionen natürlich nicht zu erwarten, jedoch hätte schon ein ganz primitives Befeuchten der Flügel mit Alkalien, Salzsäure, Salpetersäure oder Eau de Javelle (die in der entomologischen Praxis gewöhnlich bei Untersuchung des Geäders zur Entfärbung der Flügel benutzt wird) — den Autor überzeugen können, dass die Pigmente sehr wohl gelöst oder verändert werden können, ohne dass die Chitinbildungen angegriffen werden.

Aus diesem Grunde ist der Autor jetzt wohl noch keineswegs berechtigt, die grosse Mannigfaltigkeit der Färbung der Lepidopterenflügel einzig auf die feinen Unterschiede in der Struktur der Chitinbildungen zurückzuführen; dessenungeachtet dürfte sich aber seine Methode bei der weiteren Untersuchung der Farbenmodifikationen dieser Harnsäurederivate, die ohne Zweifel die eigentlichen Pigmente der Flügel sind, als fruchtbar erweisen.

Ohne nur irgendwie die grosse Bedeutung der optischen Resonanz bei der Hervorbringung der verschiedenen Farbeneffekte auf dem Insektenflügel überhaupt zu bestreiten, glaube ich aber, dass sich der Autor zur Aufstellung allgemeiner Schlussfolgerungen unbedingt mit den Arbeiten der physiologischen Chemiker über die Frage von den Flügelpigmenten vertraut machen muss. Vor allem möchte ich hier die Arbeiten von Hopkins (1889, 1895), Griffiths (1892), von Linden (1903), Urech (1892), Poulton (1895), Perry-Coste (1889—91), Beddard (1892), Baer (1899) u. a. hervorheben.

N. J. Kusnezow.

Physiologisches Laboratorium der Universität St. Petersburg, den 22. Dezember 1903.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Gestorben am 7. Januar 1904 der Ingenieur Dr. Friedrich von Hefner-Alteneck, Mitglied der Akademie der Wissenschaften.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.